

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**Caratterizzazione e calibrazione
dei fotomoltiplicatori
del sistema di veto di muoni
per l'esperimento XENON1T**

Relatore:
Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Presentata da:
Federica Agostini

Correlatore:
Dott. Marco Garbini

Sessione II
Anno Accademico 2012/2013

Abstract

Alcune osservazioni sperimentali portano ad affermare che la maggior parte della massa dell'universo è costituita da un tipo di materia definita *oscura*. La materia oscura deve il suo nome al fatto che non interagisce elettromagneticamente, ma solo gravitazionalmente e debolmente. I candidati più promettenti per la materia oscura sono da ricercarsi nelle teorie oltre il Modello Standard, tipicamente identificati con le WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*). Poiché la materia oscura è caratterizzata da sezioni d'urto molto piccole, per osservarla si necessita di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività.

L'esperimento XENON1T per la rivelazione di materia oscura, in fase di costruzione nella sala B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, sfrutta uno spessore minimo di 1.4 km di roccia schermante. Il rivelatore è una *Time Projection Chamber* (TPC) contenente circa 2 tonnellate di xeno e avrà sensibilità per sezioni d'urto WIMP-nucleo indipendenti dallo spin pari a circa $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ (per WIMP di massa $50 \text{ GeV}/c^2$), due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti. Allo scopo di raggiungere tale sensibilità la TPC sarà inserita in una tank cilindrica riempita di acqua ultrapura, che fungerà sia da schermo passivo contro la radiazione esterna (gamma e neutroni di bassa energia), sia da veto per i muoni cosmici. I muoni possono infatti produrre neutroni di energia tale da raggiungere la TPC e simulare segnali tipici delle WIMP. Essi sono identificati per via della radiazione Cherenkov, emessa in seguito al loro passaggio in acqua, rivelata per mezzo di 84 fotomoltiplicatori (PMT) 8" Hamamatsu R5912ASSY HQE.

Lo studio delle prestazioni e delle caratteristiche dei PMT utilizzati nel sistema di veto di muoni sono lo scopo di questo lavoro di tesi. In particolare è stato preparato un opportuno setup per i test dei PMT e sono state effettuate misure di guadagno, dark rate ed afterpulse. In questa tesi saranno mostrati i risultati dei test in aria di 50 PMT presso la Sezione INFN di Bologna, nel periodo compreso tra Novembre 2012 e Marzo 2013 e i risultati dei test in acqua di 90 PMT presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, nel periodo compreso tra Aprile e Settembre 2013.

Indice

Introduzione	1
1 Materia Oscura	5
1.1 Modello cosmologico	6
1.2 Evidenze sperimentali della presenza della materia oscura . . .	9
1.2.1 Curve di rotazione	10
1.2.2 Lensing gravitazionale	12
1.2.3 Bullet cluster	13
1.2.4 Anisotropie della radiazione cosmica di fondo	14
1.3 Candidati per la materia oscura	17
1.3.1 Materia oscura barionica	17
1.3.2 Materia oscura non barionica	18
1.4 La Supersimmetria	21
1.5 Rivelazione della materia oscura	24
1.5.1 Rivelazione di assioni	24
1.5.2 Rivelazione di WIMP	26
1.6 Esperimenti di rivelazione di WIMP	33
1.6.1 Esperimenti di rivelazione indiretta	33
1.6.2 Esperimenti di rivelazione diretta	37
2 Il progetto XENON ai LNGS	41
2.1 Funzionamento dei rivelatori del progetto XENON	42
2.1.1 Scelta dello xeno come bersaglio	42
2.1.2 La TPC	43
2.2 Fasi del progetto XENON	45
2.2.1 XENON10	45
2.2.2 XENON100	46
2.2.3 XENON1T	47
2.3 Contributi al fondo	48
2.3.1 Fondo interno	49
2.3.2 Fondo intrinseco	49

2.3.3	Fondo esterno	50
2.4	Water tank e veto di muoni per l'esperimento XENON1T . . .	52
2.4.1	Configurazione finale del veto di muoni	53
3	Test in aria di 50 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY	
	HQE	57
3.1	Il Fotomoltiplicatore	57
3.1.1	Efficienza quantica	58
3.1.2	Guadagno	60
3.1.3	Dark rate	60
3.1.4	Afterpulse	61
3.2	I Fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 ASSY HQE 8"	61
3.3	Setup sperimentale	64
3.3.1	Sistema di calibrazione	64
3.3.2	Elettronica	66
3.3.3	Acquisizione dati	67
3.4	Test sistematici	67
3.5	Misure di guadagno	69
3.5.1	Spettro di singolo fotoelettrone	69
3.5.2	Caratteristica G-V	72
3.5.3	Guadagno dei 50 PMT	74
3.6	Misure di dark rate	75
3.6.1	Soglia di singolo fotoelettrone	75
3.6.2	Dark rate in funzione della soglia	76
3.6.3	Dark rate dei 50 PMT	78
3.7	Misure di afterpulse	80
3.7.1	Strategia di analisi	80
3.7.2	Risultati delle misure di afterpulse	83
3.7.3	Afterpulse dei 50 PMT	87
3.8	Confronto con i risultati dei test a Mainz	88
3.8.1	Scambio di 8 PMT tra Bologna e Mainz	88
3.8.2	Confronto tra i 50 PMT testati a Bologna ed i 40 PMT testati a Mainz	90
3.9	Conclusioni dei test a Bologna	92
4	Test in acqua di 90 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY	
	HQE	95
4.1	Finalità del test	95
4.2	Setup sperimentale per i test in acqua	97
4.2.1	Meccanica	97
4.2.2	Sistema di calibrazione	97

4.2.3	Elettronica	99
4.2.4	Sistema di acquisizione e analisi dati	101
4.3	Test sistematici	102
4.4	Misure di guadagno	103
4.4.1	Spettro di singolo fotoelettrone	104
4.4.2	Risultati delle misure di guadagno	109
4.4.3	Confronto tra i sistemi di calibrazione	111
4.4.4	Misure con guadagni equalizzati	114
4.5	Misure di Dark rate	115
4.5.1	Strategia di analisi	115
4.5.2	Risultati delle misure di dark rate	116
4.5.3	Evoluzione del dark rate nel tempo	118
4.6	Misure di Afterpulse	119
4.6.1	Risultati delle misure di afterpulse	120
4.6.2	Evoluzione degli afterpulse nel tempo	123
4.7	Confronto con le misure dei test a Bologna	125
4.7.1	Misure di guadagno	125
4.7.2	Misure di dark rate	127
4.7.3	Misure di afterpulse	127
4.8	Conclusioni dei test al Gran Sasso	128
	Conclusioni	129
	Bibliografia	133

Introduzione

Da diversi decenni si è a conoscenza del fatto che solo il 4 % dell'universo è costituito da materia ordinaria, composta cioè di elettroni, protoni e neutroni. Una quantità pari a circa il 24 % è dovuta invece da un altro tipo di materia, definita *oscura*. Tale materia deve il suo nome al fatto che non interagisce elettromagneticamente, ma solo gravitazionalmente e debolmente; la materia oscura si presenta perciò come massiva e neutra. Esistono diverse evidenze sperimentali, derivanti da osservazioni astrofisiche e cosmologiche, che inducono ad ipotizzare l'esistenza della materia oscura (anomalie nelle curve di rotazione delle galassie a spirale, misura della massa di un oggetto cosmico tramite il lensing gravitazionale, osservazione del Bullet cluster, anisotropie della radiazione cosmica di fondo). I candidati che rispondono ai requisiti per la materia oscura sono diversi: i MACHO (*Massive Compact Halo Objects*), i neutrini fossili, gli assioni, le particelle Supersimmetriche. Tra questi, i più promettenti sono da ricercarsi nelle teorie oltre il Modello Standard e si identificano con le WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*), un esempio dei quali è costituito dal neutralino, la più leggera particella Supersimmetrica.

Al fine di rivelare la materia oscura si possono utilizzare tecniche dirette, basate su interazioni WIMP-nucleo bersaglio, o tecniche indirette, che mirano ad osservare i prodotti di annichilazione di WIMP. Le interazioni della materia oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole ed il numero di eventi atteso è piuttosto basso (circa 1 evento/ton/year); per osservare la materia oscura tramite tecniche di rivelazione diretta si necessita dunque di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività. Per ridurre il fondo ai valori desiderati, i rivelatori impiegati in tali ricerche sono tipicamente alloggiati in laboratori sotterranei.

Il progetto XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), al quale collaborano ricercatori dell'università e della Sezione INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) di Bologna, è situato sotto uno spessore minimo di roccia di 1.4 km e sfrutta la rivelazione diretta dell'energia di rinculo rilasciata da una WIMP che collide su un bersaglio di xeno liquido, contenuto

in una *Time Projection Chamber* (TPC). Il prototipo XENON10 ha pubblicato nel 2008 i migliori limiti dell'epoca per un urto elastico WIMP-nucleo. Il successivo rivelatore XENON100, in fase di acquisizione dati dal 2008, ha pubblicato l'analisi di un *run* di 225 giorni, fissando il miglior limite di sensibilità alla sezione d'urto WIMP-nucleo *spin-independent* (2×10^{-45} per una WIMP di massa $55 \text{ GeV}/c^2$ al 90% del livello di confidenza). L'ultimo stadio del progetto è XENON1T, in fase di costruzione, che con una massa attiva di xeno dell'ordine della tonnellata avrà una sensibilità di circa $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$, per interazioni *spin-independent* di WIMP di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ con i nucleoni.

Allo scopo di raggiungere tale sensibilità tutte le possibili sorgenti di fondo dovranno essere ridotte. Saranno quindi utilizzati per la costruzione del rivelatore materiali a bassa radioattività, saranno sfruttate le proprietà autoschermanti dello xeno, che sarà adeguatamente purificato, saranno prese misure contro la radioattività ambientale (raggi γ e neutroni) e contro i neutroni prodotti da muoni cosmici. I muoni cosmici possono infatti interagire con il materiale circostante il rivelatore e con la roccia, in maniera da produrre neutroni per cascata elettromagnetica e adronica con energia tale da permettergli di raggiungere la TPC ed originare segnali che possono simulare eventi da WIMP. È stato dunque deciso di collocare la TPC di XENON1T al centro di una vasca di contenimento (*water tank*) riempita con acqua ultrapura, che fungerà da schermo contro la radiazione esterna. I fotoni emessi per effetto Cherenkov al passaggio dei muoni cosmici o dello sciame di particelle secondarie, in acqua, saranno rivelati per mezzo di un sistema di 84 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 ASSY 8" ad alta efficienza quantica, collocati sulle pareti interne della water tank. Lo studio delle prestazioni e la caratterizzazione in aria e in acqua di tali fotomoltiplicatori sono lo scopo di questo lavoro di tesi.

Nel primo capitolo della tesi sono presentate le evidenze sperimentali che hanno portato a ipotizzare l'esistenza della materia oscura. Sono inoltre descritti i candidati per la materia oscura, con particolare riguardo alle WIMP. Infine sono passati in rassegna una serie di esperimenti dedicati alla rivelazione di materia oscura, attraverso tecniche dirette o indirette.

Nel secondo capitolo è descritto il principio generale di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON, focalizzandosi sull'esperimento XENON1T. Sono inoltre elencate le diverse sorgenti che contribuiscono al fondo, con particolare attenzione al fondo esterno. Infine sarà descritta la configurazione dei fotomoltiplicatori nella water tank di XENON1T, che garantisca la massima reiezione del fondo, determinata da simulazioni Monte Carlo.

Nel terzo capitolo, dopo una rassegna delle principali caratteristiche di un fotomoltiplicatore, è descritto il setup preparato ed utilizzato per i test

in aria dei 50 fotomoltiplicatori che costituiranno parte del veto di muoni. I test sono stati effettuati presso la Sezione INFN di Bologna nel periodo compreso tra Novembre 2012 e Marzo 2013. In particolare sono riportati i risultati sulle misure di guadagno, di dark rate e di afterpulse. Sono in ultimo confrontati i risultati con un altro setup sperimentale.

Infine, nel quarto capitolo è descritto il setup preparato ed utilizzato per i test in acqua dei 90 fotomoltiplicatori del muon veto. I test sono stati effettuati presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso nel periodo compreso tra Aprile e Settembre 2013. In particolare sono riportati i risultati sulle misure di guadagno, di dark rate e di afterpulse. In ultimo sono mostrati i risultati del confronto tra le misure dei test dei fotomoltiplicatori effettuati in aria e in acqua.

Capitolo 1

Materia oscura

La materia oscura è argomento delle moderne teorie sviluppate nell'ambito dell'astronomia, della cosmologia e della fisica delle particelle. Essa si definisce come materia che non emette radiazioni elettromagnetiche, quindi ovviamente nemmeno la luce visibile. Il tipo di interazione che caratterizza la materia oscura non è dunque di natura elettromagnetica, ma solamente gravitazionale e debole.

Per affermare l'esistenza della materia oscura si osservano gli effetti dell'interazione gravitazionale con i corpi luminosi. In particolare, si può rivelare il moto di tali corpi sotto l'influenza della gravità oppure si possono misurare le deviazioni dei raggi luminosi dovuti alla gravità stessa.

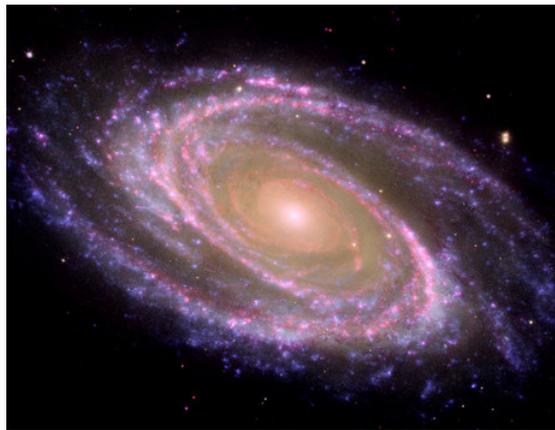


Figura 1.1: *Galassia a spirale M81. In seguito ad osservazioni astronomiche, si afferma che nei bracci delle galassie a spirale sia possibile trovare materia oscura [1] (approfondimento nel Par. 1.2)*

Nel 1933 l'astronomo Fritz Zwicky, studiando l'ammasso della Chioma

di Berenice e quella della Vergine, si accorse che la velocità delle galassie era molto superiore a quella attesa, calcolata tramite i valori della massa visibile; non risultava dunque comprensibile come un sistema gravitazionale legato potesse muoversi ad una velocità superiore a quella di fuga. L'unica risposta a questo problema era introdurre l'esistenza di un oggetto molto massivo ed invisibile, la cui forza gravitazionale fosse tale da tenere assieme le galassie di un ammasso. Questo "qualcosa" fu chiamato massa mancante e coincide con l'ipotesi più recente della materia oscura.

1.1 Modello cosmologico

Secondo la teoria della Relatività Generale sviluppata da Einstein [2], è possibile definire un'equazione di campo gravitazionale, lineare solamente nelle derivate seconde della metrica $g_{\mu\nu}$, tale per cui si possa ritrovare l'equazione classica di Newton applicando la condizione di campo debole. Il limite di campo debole si ha se $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, dove $\eta_{\mu\nu}$ è lo spazio piatto di Minkowsky e $|h_{\mu\nu}| \ll 1$ è una piccola perturbazione. L'equazione di campo di Einstein risultante è:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

dove si indica con $R_{\mu\nu}$ e R rispettivamente il tensore e lo scalare di Ricci, con G la costante di Newton, con $T_{\mu\nu}$ il tensore energia-impulso, con c la velocità della luce ed infine con Λ la costante cosmologica. Mentre il membro sinistro dell'Eq. (1.1) si riferisce alla geometria dell'universo, dipendente dall'energia in esso contenuta, il membro destro si riferisce alla quantità di materia dell'universo; la costante Λ rappresenta l'energia del vuoto.

L'equazione di Einstein si può risolvere con la metrica di Robertson-Walker. In tale caso l'universo è modellizzato come un fluido cosmologico, dove le particelle del fluido sono costituite da galassie che si muovono sotto l'azione dell'autogravità, ovvero lungo geodetiche che minimizzano la traiettoria nello spazio-tempo. Per poter sfruttare la metrica di Robertson-Walker devono essere valide le assunzioni di omogeneità ed isotropia dell'universo (postulato di Weyl). La metrica di Robertson-Walker che risolve l'Eq. (1.1) è:

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

in cui $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\psi^2$, $a(t)$ è denominato *fattore di scala* e k *parametro di curvatura*. La metrica risulta del tutto definita, a meno del parametro di

curvatura. Considerando solo la parte spaziale della metrica, con opportuni cambiamenti di coordinate si ottengono diverse geometrie dell'universo, a seconda del parametro di curvatura:

1. se $k = 1 \Rightarrow$ geometria sferica: l'universo è chiuso (finito e illimitato);
2. se $k = 0 \Rightarrow$ geometria euclidea: l'universo è piatto;
3. se $k = -1 \Rightarrow$ geometria iperbolica: l'universo è aperto (infinito e illimitato).

Sostituendo la metrica di Robertson-Walker nell'equazione di campo di Einstein si ottiene una coppia di equazioni indipendenti:

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}a \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{1}{3}\Lambda a^2 \quad (1.3)$$

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G\rho}{3}a^2 - kc^2 + \frac{1}{3}\Lambda a^2 \quad (1.4)$$

dove con ρ e p si indicano rispettivamente la densità e la pressione dell'universo. Tali relazioni sono denominate equazioni di Friedmann.

L'introduzione del parametro di densità Λ fa sì che l'equazione di stato $P = P(\rho)$ sia:

$$P = -\rho, \quad (1.5)$$

dunque Λ assume un valore negativo di pressione, contrapposto alla pressione gravitazionale. Per questo motivo la costante cosmologica è considerata una nuova forma di energia, denominata *energia oscura*.

In caso di costante cosmologica nulla ($\Lambda = 0$), dalla seconda equazione di Friedmann si può prevedere l'evoluzione dell'universo [3][4]. Questa dipende dal valore della variabile k e ricordando che la densità è $\rho \sim a^{-3}$, si possono definire tre diversi comportamenti (Fig. 1.2):

1. se $k > 0$ si ha soluzione ellittica e l'universo prima si espande, poi collassa nel così detto *Big Crunch*;
2. se $k = 0$ si ha soluzione parabolica e l'universo è in espansione con velocità asintoticamente nulla;
3. se $k < 0$ si ha soluzione iperbolica e l'universo procede in una continua espansione.

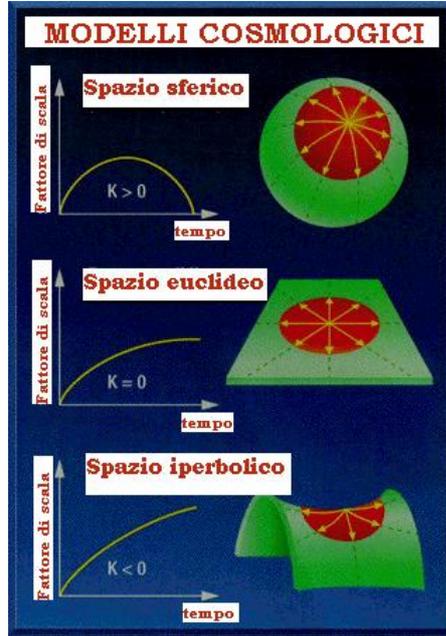


Figura 1.2: Geometria dello spazio-tempo in assenza di costante cosmologica, a seconda del valore del parametro di curvatura k . Il modello cosmologico più accreditato prevede che l'universo sia piatto ed in continua espansione ($k=0$).

Dalla seconda equazione di Friedmann, in caso di universo piatto ($k = 0$) e costante cosmologica nulla ($\Lambda = 0$) si ricava la così detta *densità critica*:

$$\rho_c(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G}, \quad (1.6)$$

dove $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$ indica il *parametro di Hubble*.

Introducendo la quantità adimensionale denominata *parametro di densità*

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho(t)_c} \quad (1.7)$$

si possono fare previsioni sulla geometria dell'universo, che è strettamente legata dall'Eq. (1.4) al segno di k :

$$\Omega(t) - 1 = \frac{k}{H(t)^2 a(t)^2}. \quad (1.8)$$

Dunque se la densità di materia è superiore alla densità critica ($\Omega > 1$) l'universo è chiuso, se la densità di materia è uguale alla densità critica ($\Omega = 1$) l'universo è piatto, mentre se la densità di materia è inferiore alla densità critica ($\Omega < 1$) l'universo è aperto.

Si ricorda che queste grandezze dipendono dal tempo; quando si riferiscono al momento attuale sono indicate con il pedice 0 (Oggi). Da stime recenti risulta $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $\rho_{c0} = 1.88 h^2 \cdot 10^{-29} \text{ g cm}^{-3} \approx 4 \text{ protoni/m}^3$ [5].

Le osservazioni sperimentali del satellite WMAP riportano un valore di $\Omega_{tot} = (1.02 \pm 0.02)$ [6], coerente con l'ipotesi che l'universo sia piatto. La densità dell'universo deve quindi risultare equivalente alla densità critica, ma misurando il contributo dato dalla materia luminosa (barionica) si nota che essa ne costituisce solo un 1%.

Per comprendere fino in fondo la composizione dell'universo in termini di materia barionica e non, è necessario uno studio della nucleosintesi primordiale basandosi sulle fluttuazioni della radiazione cosmica di fondo (CMB, *Cosmic Microwave Background*). Le misure effettuate indicano che la materia barionica costituisce il 4% della densità critica cosmologica. Di questa, solo una piccola frazione si è condensata in stelle visibili, pianeti e oggetti compatti. La restante quantità è dispersa nel mezzo intergalattico oppure concentrata in corone di galassie ed ammassi. In termini del parametro di densità Ω , si può suddividere l'abbondanza di materia barionica (visibile e non), di materia oscura e la densità totale dell'universo come segue:

$$\Omega_{visibile} \leq 0.01, \quad (1.9)$$

$$\Omega_{barionica} = 0.044 \pm 0.004, \quad (1.10)$$

$$\Omega_{DM} = 0.23 \pm 0.04, \quad (1.11)$$

$$\Omega_0 = 1.02 \pm 0.02. \quad (1.12)$$

Da questi risultati si evince che circa il 23% dell'universo è costituito da materia oscura, il 4% da materia barionica ed il restante 73% da energia oscura (Fig.1.3).

1.2 Evidenze sperimentali della presenza della materia oscura

L'astronomo Fritz Zwicky, studiando negli anni '30 il moto delle galassie nel cluster Coma, osservò per primo gli effetti gravitazionali della materia oscura sulle curve di rotazione delle galassie a spirale [7]. Le evidenze sperimentali dell'esistenza della materia oscura si riassumono in effetti gravitazionali non riconducibili ad oggetti luminosi.

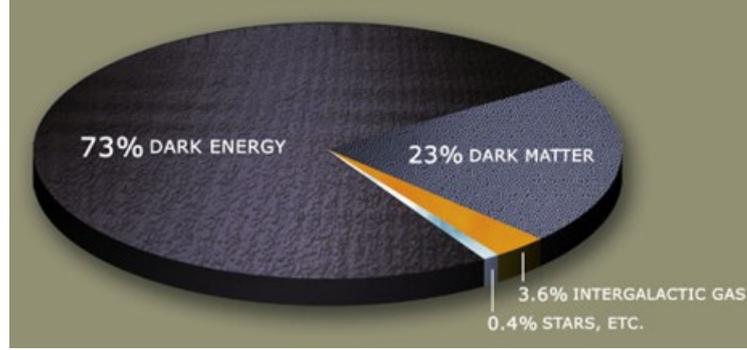


Figura 1.3: *Dagli esperimenti sulle fluttuazioni della CMB [6] è possibile fare una suddivisione dei componenti dell'universo: il 23% è materia oscura, il 4% è materia barionica ed il restante 73% è energia oscura.*

1.2.1 Curve di rotazione

È possibile stimare la quantità di materia nell'universo tramite misure sulla distribuzione della velocità delle stelle e delle galassie. Queste misure permettono inoltre di risalire alla densità locale di materia oscura $\rho(r)$, importante negli esperimenti di rivelazione diretta (riportati nel Par. 1.5).

Si consideri una galassia a spirale e si assuma per semplicità che la distribuzione di materia abbia simmetria sferica; indicando con $v(r)$ la velocità di rotazione di un punto della galassia a distanza r dal centro e con M la massa, contenuta per lo più nella zona centrale della galassia, ci si aspetterebbe un andamento decrescente della velocità con la distanza dal centro galattico $v(r) \propto r^{-1/2}$. Infatti, applicando il teorema del viriale ad un sistema all'equilibrio gravitazionale, risulta:

$$\left\langle \frac{GM(r)}{r^2} \right\rangle = \left\langle \frac{v^2(r)}{r} \right\rangle \implies \langle v(r) \rangle = \left(\frac{GM(r)}{\langle r \rangle} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

dove la massa $M(r)$ contenuta entro un raggio R ha una distribuzione del tipo:

$$M(r) = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr \quad (1.14)$$

con $\rho(r)$ densità della galassia.

Per verificare questo andamento previsto si osservano le curve di rotazione di una galassia a spirale, ovvero la velocità di rotazione $v(r)$ dei bracci di tale galassia in funzione della distanza r dal centro. La misura delle curve di rotazione di una galassia a spirale si effettua sfruttando l'effetto Doppler; la parte del disco in allontanamento emetterà uno spettro spostato verso il rosso,

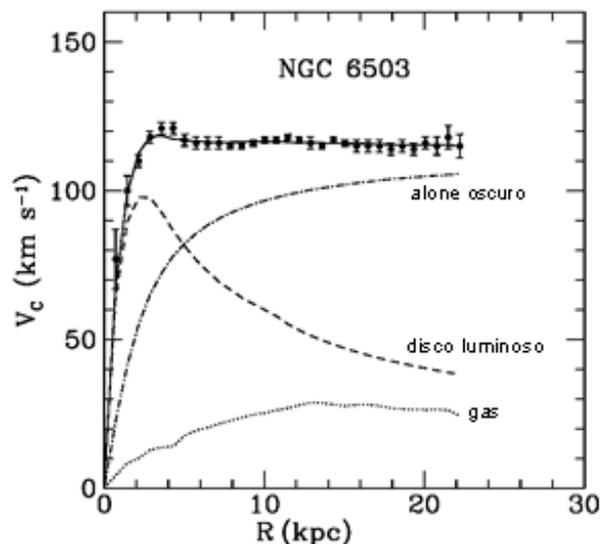


Figura 1.4: Curva di rotazione della galassia a spirale NGC6503. Per grandi valori della distanza r dal centro della galassia la velocità di rotazione dei bracci $v(r)$ si mantiene costante, mentre per piccole distanze cresce con $r^{-1/2}$, come atteso dal teorema del viriale.

mentre quella in avvicinamento emetterà uno spettro spostato verso il blu. Il risultato delle misure sulle curve di rotazione mostra un discostamento dalle previsioni, poiché la velocità di rotazione si mantiene approssimativamente costante a grandi valori di r (Fig.1.4). Entrando più nel dettaglio, la parte centrale della galassia ruota come un corpo rigido tale per cui $v(r) \propto r$ fino a circa 3 kpc, poi si nota un picco di velocità dovuto ad un gruppo centrale di stelle che si trovano in molte galassie a spirale (bulge), infine la velocità assume un valore costante fino al bordo della galassia, nonostante qui la quantità di materia luminosa sia quasi trascurabile. Le conclusioni di queste osservazioni sperimentali dicono, al contrario delle previsioni teoriche, che la maggior parte della massa della galassia non sia al centro di essa, infatti aumenta con il raggio $M(r) \propto r$ e che quindi la densità sia proporzionale a r^{-2} .

Tali risultati inducono ad introdurre la presenza di un alone di materia non visibile, che contribuisce alla massa della galassia: la materia oscura. È possibile ricavare anche un'altra importante informazione, ovvero la densità di massa della materia oscura in funzione del raggio $\rho(r)$. Poiché dalle curve di rotazione si conclude che ai bordi della galassia sia $v(r) \propto \text{const.} \Rightarrow M(r) \propto r \Rightarrow \rho(r) \propto r^{-2}$, mentre vicino al centro galattico sia

$v(r) \propto r \Rightarrow M(r) \propto r^3 \Rightarrow \rho(r) \propto \rho_0$, la distribuzione di materia oscura si può parametrizzare nel seguente modo:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + (r/a)^2}, \quad (1.15)$$

dove ρ_0 è la densità locale di materia oscura ed a è un parametro ricavato dal *fit* dei dati sperimentali ed indica le dimensioni del centro galattico [8].

La materia oscura risulta quindi distribuita in una corona sferica attorno al centro galattico. Gli ultimi risultati mostrano che nella Via Lattea $\rho_0 \approx 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ ed $a \approx 3 - 5 \text{ kpc}$.

1.2.2 Lensing gravitazionale

La teoria della Relatività Generale di Einstein prevede che i campi gravitazionali curvino lo spazio-tempo. Il cammino che la luce compie nello spazio-tempo può dunque essere distorto da una sorgente gravitazionale; tale sorgente agisce come una lente, provocando un effetto del tutto analogo a quello che si ottiene usando delle lenti rifrattive, da cui il nome *lensing gravitazionale*. Questo fenomeno è spesso utilizzato in astronomia per valutare l'intensità dei campi gravitazionali generati da galassie ed ammassi di galassie.

La relazione che lega l'angolo di deflessione del raggio luminoso $\Delta\Phi$, che incide con parametro d'impatto b sulla sorgente gravitazionale di massa M , risulta [9]:

$$\Delta\Phi = \frac{4GM}{b}, \quad (1.16)$$

dove G è la costante di gravitazione universale. Ad esempio, un raggio luminoso che passa vicino al Sole avrà parametro d'impatto pari al raggio solare, quindi $b = r_\odot$ e $M = M_\odot$, perciò sarà deflesso di un angolo pari a $\Delta\Phi \sim 1.75''$. L'effetto di tale deviazione è stato osservato per la prima volta dall'astrofisico Arthur Eddington nel 1919 durante un'eclisse di Sole [10]. È stato sfruttato questo fenomeno naturale per schermarsi dalla luce emessa direttamente dal Sole, rivelando la posizione apparente di una stella che gli si trova dietro, i cui raggi luminosi risultavano deflessi dalla massa solare. Quando la Terra si trova nella parte opposta dell'orbita di evoluzione attorno al Sole, è possibile verificare la posizione della stessa stella, la cui luce giunge direttamente, senza quindi subire la deflessione. Dal confronto delle due situazioni si è potuto verificare per via sperimentale l'angolo di deflessione della luce della stella sottoposta al campo gravitazionale solare, che è risultato in accordo con le previsioni teoriche.

Le immagini gravitazionalmente distorte dei quasar e degli ammassi di galassie (Fig. 1.5) permettono di studiare la distribuzione di materia oscura,



Figura 1.5: Immagini distorte dal lensing gravitazionale dell'ammasso di galassie Abel 2218 (sinistra) e descrizione fisica del lensing gravitazionale (destra).

supponendo che essa sia interposta tra l'oggetto studiato e la Terra; tanto più l'immagine è deflessa, quanto maggiore è la quantità di materia oscura (Eq. (1.16)). Applicando il lensing gravitazionale per misurare la massa delle galassie e degli ammassi di galassie, si ottiene tuttavia una massa molto superiore a quella calcolata attraverso lo studio della luminosità, in accordo con l'ipotesi di esistenza della materia oscura.

1.2.3 Bullet cluster

Si dice *bullet cluster* la collisione di due concentrazioni galattiche. Poiché le galassie sono composte da stelle e gas caldo, durante la collisione la parte stellare subisce un rallentamento per effetto della gravità, senza essere significativamente alterata, mentre il gas caldo si comporta come un fluido in cui le particelle interagiscono elettromagneticamente con elevata intensità, emettendo raggi X. Quando avviene la collisione tra ammassi, le galassie si disaccoppiano spazialmente dal plasma, rallentato dalla così detta *pressione di ariete*, che agisce come una forza simile alla resistenza dell'aria.

Nel 2004 è stata osservata la collisione di due subammassi di galassie appartenenti a 1E 0657-558 (Fig. 1.6), in cui si distinguono sostanzialmente due zone: una di gas caldo, che contiene la maggior parte di materia barionica (zona rossa), rilevata per mezzo dei raggi X ed una che contiene la maggior parte dell'alone dell'ammasso (zona blu), determinata attraverso il lensing gravitazionale. La separazione delle due componenti è dovuta al fatto che sul plasma agisce la pressione di ariete, mentre la materia oscura, che è poco interagente sia con se stessa sia con la materia ordinaria, non subisce

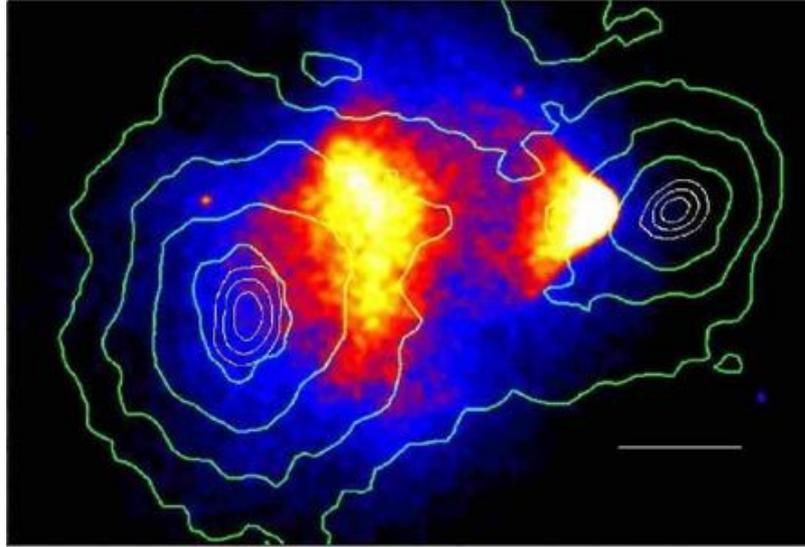


Figura 1.6: *Collisione di due subammassi di Galassie appartenenti a 1E 0657-558. Le curve in verde rappresentano il profilo del potenziale gravitazionale per diversi livelli di confidenza: 68%, 95.5%, 99.7%.*

rallentamenti e prosegue nel cammino iniziale delle galassie. Inoltre la quantità di materia oscura permette di legare il gas caldo, il quale in seguito allo scontro ad alta velocità si disperderebbe nell'universo. Infine, il profilo del potenziale gravitazionale (contorno verde di Fig. 1.6), ottenuto tramite il lensing gravitazionale, si discosta dalla distribuzione del plasma (rossa), ma piuttosto risulta in accordo con la distribuzione spaziale delle galassie (blu); ciò è compatibile con l'ipotesi di esistenza della materia oscura.

1.2.4 Anisotropie della radiazione cosmica di fondo

Un'altra evidenza della materia oscura proviene da mappature della CMB tramite radiotelescopi per osservare l'universo primordiale.

Attualmente si sostiene che l'universo sia nato da una singolarità iniziale nello spazio-tempo (il Big Bang [3]) ad altissima densità di energia ϵ e temperatura T ; si è poi espanso e raffreddato fino ad assumere la distribuzione di materia che si può osservare oggi. Le fasi dell'evoluzione dell'universo si possono riassumere come segue:

- qualche μs dopo il Big Bang, $T \approx 10^{15}$ K: ϵ è molto elevata, la distanza tra particelle è piccolissima ed i quark non riescono a legarsi ai gluoni per formare adroni; si è in presenza di *Quark Gluon Plasma* (QGP) [11];

- circa 10^{-4} s dopo il Big Bang, $T \approx 2 \cdot 10^{12}$ K: la densità di energia è scesa sotto al valore critico ($\epsilon_{cr} \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$), così l'attrazione tra cariche di colore permette di confinare i quark e gluoni negli adroni (adronizzazione);
- circa 3 min dopo il Big Bang, $T \approx 10^9$ K: gli adroni instabili sono tutti decaduti, le particelle si sono annichilate con le relative antiparticelle e sono rimasti solo elettroni, protoni e neutroni, che quindi si sono potuti legare in nuclei atomici; avviene la *nucleosintesi primordiale*;
- circa $3 \cdot 10^5$ y dopo il Big Bang, $T \approx 3 \cdot 10^3$ K: gli elettroni si combinano con i nuclei per formare gli atomi e avviene il disaccoppiamento radiazione materia; l'universo diventa così trasparente ai fotoni, costituenti della CMB, che a causa dell'espansione dell'universo raggiunge la temperatura attuale di 2.7 K;
- circa 10^9 y dopo il Big Bang, $T \approx 20$ K: l'attrazione gravitazionale causa la formazione di galassie, che diventano sempre più massive, fino all'attuale configurazione dell'universo.

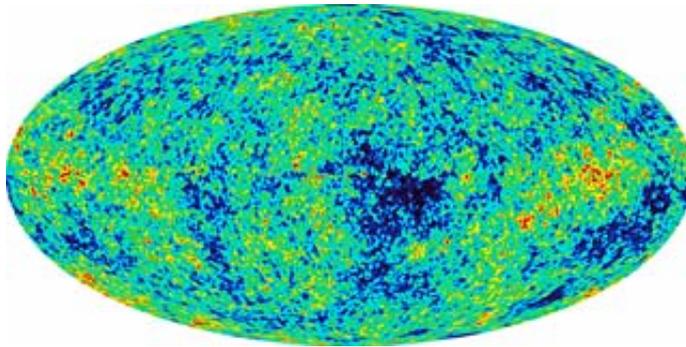


Figura 1.7: *Mapa dell'universo primordiale, che mostra le variazioni di temperatura rilevabili con le microonde della CMB. L'immagine è ottenuta con il satellite WMAP, in 5 anni di presa dati.*

Nella fase antecedente alla nucleosintesi primordiale, fluttuazioni quantistiche hanno fatto sì che la materia, sia luminosa che oscura, si distribuisse uniformemente, con alcune variazioni di densità. Mentre la materia oscura continuò a comprimersi per effetto della gravità, la materia luminosa risentì della pressione dei fotoni, che causa un flusso verso l'esterno. Quando poi la pressione gravitazionale superava quella dei fotoni, il flusso di materia ordinaria si invertiva. Questa successione di eventi influenzò anche la temperatura della materia luminosa (aumentava quando essa si comprimeva e

diminuiva quando veniva spinta all'esterno), mentre la materia oscura, che non interagisce con i fotoni, non fu soggetta a tale processo. La temperatura della materia in differenti regioni del cielo riflette la distribuzione di materia oscura nelle fluttuazioni di densità primordiali. Questo scenario fu impresso nei fotoni della CMB, che erano in equilibrio termico con la materia all'epoca della ricombinazione. Con il satellite WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) sono state misurate anisotropie dell'ordine di $30 \mu\text{K}$ in 5 anni di presa dati (Fig. 1.7). Le variazioni di temperatura si sono potute osservare per mezzo delle microonde della CMB, che hanno permesso di ottenere un'immagine dell'universo primordiale. Una mappa di questo tipo permette di rivelare la posizione e la quantità di differenti varietà di materia, non solamente quella luminosa.

Le variazioni di temperatura della CMB possono essere espresse come somma di armoniche sferiche e le relative fluttuazioni di temperatura in funzione della posizione angolare (θ, ϕ) risultano:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (1.17)$$

$$\Delta \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\theta} \approx \sqrt{l(l+1)C_l/2\pi} \quad (1.18)$$

dove a_{lm} sono coefficienti complessi, C_l è la loro varianza ed l indica il momento di multipolo [12].

Quando furono trovati i valori delle fluttuazioni nella CMB, le ampiezze non risultavano in accordo con la teoria. Una risposta a tale problema è stata l'introduzione di materia non barionica, le cui fluttuazioni sarebbero cominciate molto prima di quelle del mezzo barionico, inducendo ad ampiezze sufficientemente grandi al tempo della ricombinazione. Ciò è possibile in quanto la materia oscura, non risentendo della pressione di radiazione, non rallenta le sue fluttuazioni ed è in grado di formare buche di potenziale che attraggono la materia barionica, formando l'attuale struttura dell'universo.

Le anisotropie di temperatura in funzione dello sviluppo in multipoli hanno l'andamento mostrato in Fig. 1.8 [12]. I coefficienti, che determinano la forma dello spettro, sono stati poi ricalcolati assumendo varie abbondanze per le componenti dell'universo e per diversi valori dei parametri cosmologici (costante di Hubble H_0 , fattore di scala $a(t)$ etc.). In particolare, variando la quantità di materia oscura, la forma dello spettro si modifica; l'accordo si ha se si assume che il 23% della materia dell'universo è oscura.

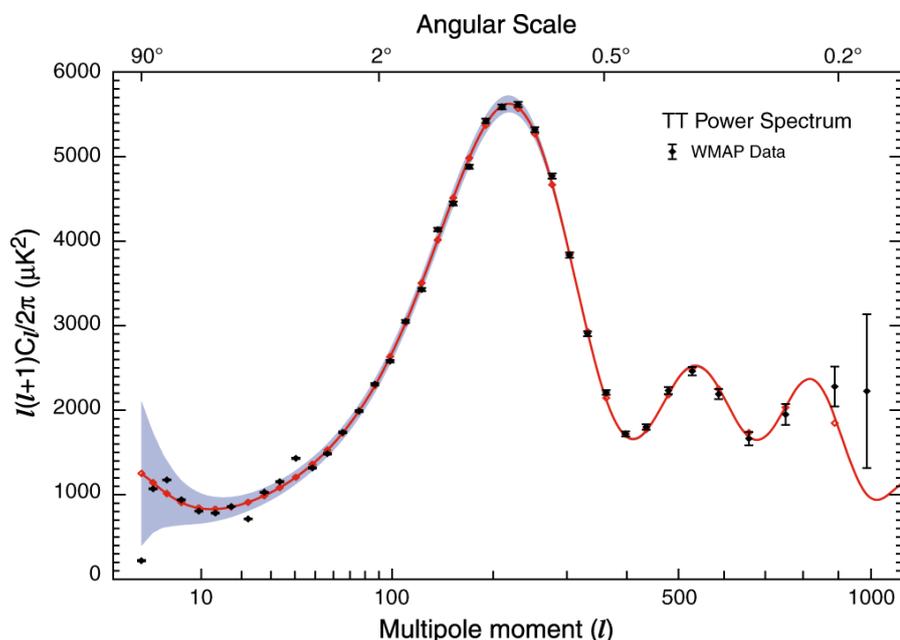


Figura 1.8: Spettro delle anisotropie di temperatura della CMB in funzione del momento di multipolo, ottenuto con il satellite WMAP. Il primo picco si ha per $l=220$ e $\theta=0.6^\circ$ [12].

1.3 Candidati per la materia oscura

Si prevede che solo una piccola quantità di materia oscura sia barionica, la maggior parte sarà invece non barionica. Se da una parte la materia oscura del primo tipo è facilmente prevedibile, i candidati per la materia oscura non barionica sono tutt'altro che scontati.

1.3.1 Materia oscura barionica

Per materia oscura barionica si intende materia ordinaria che non emette luce.

L'esistenza di materia oscura barionica appare piuttosto scontata, perchè è estremamente plausibile che oggetti astronomici di debole luminosità assoluta possano sfuggire all'osservazione diretta. Gli aloni oscuri delle galassie sono i siti privilegiati per la materia oscura barionica.

I candidati per la materia oscura barionica sono le nane brune e le nubi fredde di idrogeno molecolare H_2 , la cui esistenza emerge in modo naturale nel contesto dei modelli attuali di formazione galattica. Un tale scenario di materia oscura barionica è caratterizzato da un'emissione diffusa di raggi

γ dall'alone oscuro della Via Lattea. Un flusso simile è stato osservato dal rivelatore EGRET a bordo del satellite CGRO [13] e le sue proprietà risultano essere in discreto accordo con l'aspettativa teorica.

Ottimi candidati alla materia oscura barionica sono i MACHO (*Massive Compact Halo Objects*), cioè oggetti molto massivi e poco luminosi che possono essere rivelati per mezzo del lensing gravitazionale, osservando l'aumento di intensità luminosa delle stelle che gli si trovano dietro. La massa stimata dei MACHO nell'universo va da $10^{-6}M_{\odot}$ a $0.4 M_{\odot}$ ed è tale da contribuire fino al 20% alla massa totale di un alone galattico [14].

La quantità di materia oscura barionica dedotta dal lensing gravitazionale, però, non è sufficiente a spiegare i risultati sperimentali ottenuti con le osservazioni sulle anisotropie della CMB, dunque si può concludere che essa costituisca solo una minima parte della materia oscura nell'universo.

1.3.2 Materia oscura non barionica

In seguito al meccanismo di formazione delle strutture cosmiche si desume che la maggior parte della materia presente nell'universo sia di origine non barionica. Il processo di aggregazione della materia è fortemente condizionato dal comportamento di tali particelle, che rimane impresso dall'istante in cui smettono di interagire con il plasma (momento del disaccoppiamento). È possibile dunque suddividere la materia oscura non barionica in due classi:

- materia oscura non barionica calda (*Hot Dark Matter*, HDM): materia poco massiva che al momento del disaccoppiamento era relativistica. Questo tipo di materia oscura determina il modello *top-down*, secondo cui l'universo come lo vediamo ora proviene da materia che si agglomera in grandi strutture per poi frammentarsi a formarne di più piccole. La frammentazione prevista dal modello, però, avviene troppo tardi per essere consistente con i tempi osservati della formazione delle galassie primordiali, ricavati dall'età della popolazione stellare più vecchia.
- materia oscura non barionica fredda (*Cold Dark Matter*, CDM): materia massiva che al momento del disaccoppiamento non era relativistica. Questo tipo di materia oscura determina il modello *bottom-up*, secondo cui l'universo come lo vediamo ora proviene da materia che si agglomera a formare prima oggetti più piccoli, come le stelle, poi più grandi, come le galassie. Le simulazioni numeriche del meccanismo di formazione delle strutture cosmiche indicano che in natura si realizza lo schema bottom-up. Inoltre, questo meccanismo sembra confermato dall'osservazione delle galassie ad altissimo redshift, non ancora legate

in ammassi di grandi dimensioni, che confermerebbe la gerarchia di formazione tipica della materia oscura fredda [15].

Sono riportati di seguito dei possibili candidati alla materia oscura non barionica:

Neutrini fossili candidati alla HDM. Sono particelle poco massive, relativistiche, che interagiscono solo debolmente. I neutrini fossili si sono originati subito dopo il Big Bang, in seguito a reazioni nucleari provenienti dalle stelle e ci si aspetta di trovarli tra le galassie o nei cluster di galassie. Dalle misure sulle oscillazioni dei neutrini, si è potuto stabilire un limite superiore per la loro massa ($m_\nu < 2.05$ eV al 95% CL) [16]: la massa del neutrino risulta dunque troppo piccola per poter spiegare la presenza di una grande quantità di materia oscura nell'universo. Infatti, indicando con m_i la massa del neutrino di tipo i (con $i=\nu_e, \nu_\mu$ oppure ν_τ), il contributo al parametro di densità dovuto ai neutrini risulta pari a:

$$\Omega_\nu = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93 \text{ eV}} < 0.07. \quad (1.19)$$

Esistono inoltre altri due tipi di neutrini, appartenenti a quel gruppo di particelle oltre il Modello Standard, che sono il neutrino di Majorana e quello di Dirac. La differenza tra i due sta nel fatto che mentre per i neutrini di Dirac particella ed antiparticella sono due entità diverse, per quelli di Majorana esse coincidono. Poiché l'annichilazione dei neutrini di Majorana è soppressa, in quanto porterebbe a due fermioni identici nello stesso stato, essi sembrerebbero candidati migliori rispetto a quelli di Dirac. Tuttavia sono da escludere come componente primaria degli aloni galattici in quanto, in seguito al basso tasso d'interazione, si otterrebbe per tali particelle una massa di circa 4 TeV. Con una massa così grande, però, la loro abbondanza fossile risulterebbe troppo piccola per dominare nell'alone galattico.

Assioni candidati alla CDM. Il concetto di assione nasce come soluzione al cosiddetto *problema forte-CP*, secondo cui il fatto che la violazione CP si abbia nelle interazioni deboli e non in quelle forti è dovuto alla rottura di una simmetria. Poiché per ogni simmetria rotta è necessario introdurre un bosone denominato di Nambu-Goldstone, l'assione gioca proprio il ruolo di tale bosone.

Gli assioni sono particelle con massa prevista nell'intervallo tra 10^{-6} eV e 10^{-2} eV, con spin e carica nulli ed interagiscono molto debolmente con la materia ordinaria, caratteristica che li rende buoni candidati di materia

oscura. Se, come ci si aspetta, gli assioni fossero stati generati quando la temperatura dell'universo era attorno 10^{12} K, fuori dall'equilibrio termico, non avrebbero acquistato le velocità termiche e sarebbero rimasti freddi. La densità fossile degli assioni è stimata come:

$$\Omega_a^2 \cong 0.8 \times 10^{\pm 0.4} \Theta_i^2 \left(\frac{m_a}{10^{-5} \text{eV}} \right)^{-1.18}, \quad (1.20)$$

dove Θ è un parametro fondamentale nel modello teorico. Se la loro massa fosse dell'ordine di 10^{-5} eV, gli assioni rappresenterebbero la componente principale di materia oscura. Fino ad ora però tali particelle non sono state ancora osservate.

WIMP candidati alla CDM. Sono genericamente indicate con l'acronimo WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) quella categoria di particelle con una massa che va da qualche GeV a qualche TeV, senza carica elettrica, né di colore, che interagiscono solo gravitazionalmente o debolmente. La sezione d'urto d'interazione ha dimensioni paragonabili a quelle delle interazioni deboli: $\sigma < 10^{-42}$ cm². Una generica WIMP relativistica e stabile nell'universo primordiale, si mantiene all'equilibrio termico attraverso processi di creazione e annichilazione. Quando essa diventa non relativistica, la soppressione esponenziale della sua densità numerica tende a sfavorire i processi di creazione, mentre continuano ad avvenire quelli di annichilazione. Quando la temperatura diventa inferiore a $T \approx \frac{1}{20} m_{WIMP}$ la WIMP si disaccoppia dal bagno termico. Da questo momento in poi la densità delle WIMP decresce unicamente per effetto dell'espansione cosmica, cioè come $a^{-3} \sim T^3$, anziché esponenzialmente, perciò l'abbondanza di WIMP risulta:

$$\Omega \approx \frac{G^{3/2} T_0^3}{H_0^2 \langle \sigma v \rangle} = \frac{7 \cdot 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}, \quad (1.21)$$

dove $\langle \sigma v \rangle \approx \alpha^2 / 8\pi m_{WIMP}^2$ è il tasso di interazione mediato sulla distribuzione delle velocità termiche al momento del disaccoppiamento.

La maggior parte delle estensioni del Modello Standard contengono candidati WIMP; l'attuale interesse teorico è rivolto soprattutto al modello supersimmetrico (Par. 1.4). In tale ambito infatti si cerca una particella esotica in grado di spiegare la materia oscura. In particolare la superparticella più leggera (*Lightest Supersymmetric Particle*, LSP) potrebbe costituire la materia oscura fredda. Esistono tre superparticelle candidate a LSP:

1. lo **sneutrino** è il partner supersimmetrico del neutrino, ha spin zero ed una massa compresa tra 550 GeV e 2300 GeV. Benché la teoria preveda

una densità residua di sneutrini compatibile con quella osservata per la materia oscura [9], esso non è un buon candidato per LSP poiché in molti modelli la sua annichilazione è veloce e la sua abbondanza è piccola.

2. il **gravitino** è il partner supersimmetrico del gravitone, è un fermione con massa dell'ordine dell'eV (il più leggero dei modelli *Gauge Mediated Supersymmetry Breaking*, GMSB) ed interagisce gravitazionalmente. La sua debolissima interazione lo rende molto difficile da osservare e per questo è chiamato super-WIMP. Per lo stesso motivo la sua produzione nell'universo primordiale è troppo inefficiente per spiegare l'abbondanza osservata di materia oscura.
3. il **neutralino** (χ) è il candidato migliore. Ce ne sono quattro, con massa compresa tra $0.1 \div 1$ TeV, ed ognuno di questi è combinazione lineare dei quattro fermioni superpartners corrispondenti ai bosoni B , Z^0 , H_1^0 , H_2^0 , dove i primi due sono i bosoni di gauge neutri della simmetria elettrodebole, mentre gli altri due sono i bosoni di Higgs.

1.4 La Supersimmetria

Il Modello Standard (MS) delle particelle elementari è in grado riprodurre i dati sperimentali di tipo elettrodebole con un'ottima precisione. Nella fisica delle particelle, però, lascia irrisolti alcuni problemi, quali le masse dei quark e dei leptoni, non arriva ad un'esatta unificazione delle interazioni fondamentali, non include la gravità. Il MS deve essere esteso per poter includere non solo fenomeni fisici a basse energie (inferiori a 100 GeV), ma anche processi ad altissima energia, dell'ordine della massa di Planck $M_P = (8\pi G)^{-1/2} = 2.4 \cdot 10^{18}$ GeV. Questa nuova fisica dovrà ricoprire una scala energetica molto ampia, di circa 16 ordini di grandezza, dalla scala elettrodebole fino alla scala di Planck.

Le trasformazioni ammesse nel MS ruotano stati bosonici in altri stati bosonici, oppure stati fermionici in altri stati fermionici. Le trasformazioni supersimmetriche (SUSY), invece, ruotano stati bosonici in stati fermionici e viceversa; questo implica che bosoni e fermioni prendono parte dello stesso multipletto. L'operazione di supersimmetria sostanzialmente cambia di $1/2$ lo spin delle particelle, lasciando invariata la carica elettrica e di colore [17].

Uno dei motivi per cui è stata introdotta la supersimmetria è quello di risolvere il così detto *problema della gerarchia*, che si riferisce alla grande differenza di massa tra le particelle fondamentali e la scala di Planck. Il problema sorge quando sono calcolate le correzioni radiative alla massa del

bosone di Higgs; per i fermioni le correzioni di massa crescono logicamente, mentre per i bosoni aumentano in maniera quadratica con l'energia. Tali correzioni distruggono la stabilità della scala elettrodebole per energie superiori a qualche TeV. Il problema si risolve postulando l'esistenza di particelle con masse simili ma spin che differisce di $1/2$, in modo da cancellare le correzioni di massa che aumentano in maniera quadratica con l'energia, nei diagrammi fermionici ad 1-loop. Di conseguenza per ogni ordine della teoria perturbativa le divergenze quadratiche del bosone di Higgs sono cancellate.

Un altro motivo per cui è stata introdotta la supersimmetria riguarda l'unificazione delle costanti di accoppiamento al valore di energia della massa di Plank. Al MS manca una descrizione unitaria delle interazioni fondamentali: anche la comune affermazione che nel MS le interazioni elettromagnetiche e deboli siano unificate per energie $E \gtrsim 100$ GeV non è del tutto esatta, poiché è vero che per tale energia non si ha più una descrizione separata delle due interazioni, ma il valore delle costanti di accoppiamento resta associato a gruppi di simmetria diversi. Nella teoria della grande unificazione (GUT), ammessa dalla supersimmetria ma non dal Modello Standard, le diverse interazioni deriverebbero da un'unica interazione che comincia ad agire a circa 10^{16} GeV, associata al gruppo SU(5). Infatti le costanti di accoppiamento non sono affatto costanti, ma variano in funzione dell'energia alla quale sono misurate:

$$\alpha_i = \alpha_i(Q^2), \quad (1.22)$$

dove Q^2 rappresenta la scala energetica. Nel MS le costanti di accoppiamento deboli e forti decrescono col crescere dell'energia, mentre la costante elettromagnetica cresce. Si delinea dunque la possibilità che a qualche scala energetica le costanti di accoppiamento diventino uguali; ciò avverrebbe ad energie dell'ordine di 10^{16} GeV (Fig. 1.9). In realtà, l'unificazione delle costanti di accoppiamento in un unico punto nel MS è esclusa da più di otto deviazioni standard, perciò l'unificazione può avvenire solo se una nuova fisica entra in gioco tra la scala elettrodebole e quella di Planck. Per questo motivo la supersimmetria è naturalmente introdotta e prevede l'unificazione alla scala della massa di Plank.

Nel Modello Supersimmetrico Minimale (MSSM), si sfruttano solo due doppietti complessi del bosone di Higgs (H_u^+, H_d^0 e H_u^0, H_d^-) per generare le masse di leptoni e quark. Come nella supersimmetria, ad ogni bosone fondamentale noto deve corrispondere un partner fermionico con spin che differisce di $1/2$ e ad ogni fermione fondamentale un partner bosonico con spin anch'esso differente di $1/2$; i partner supersimmetrici delle particelle sono detti *sparticelle*. Poiché non risulta possibile legare tra loro fermioni e bosoni fondamentali noti, tutti i partner supersimmetrici saranno nuove particelle,

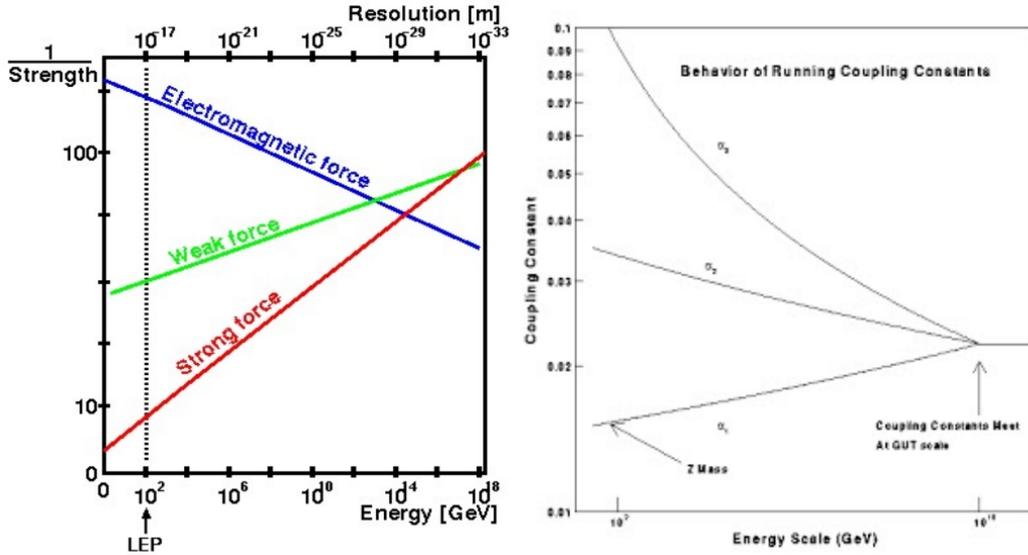


Figura 1.9: Andamento delle costanti di accoppiamento con la scala energetica; nel MS (sinistra) non è prevista l'unificazione entro 8σ , mentre nella SUSY (destra) l'unificazione avviene ad energie dell'ordine di 10^{16} GeV.

più pesanti di quelle a cui corrispondono. Le particelle si accoppiano ai campi con la stessa costante di accoppiamento delle particelle. La notazione dei partner dei bosoni si ottiene aggiungendo, al bosone corrispondente, il suffisso *ino* (ad esempio fotone \rightarrow *photino*, $Z^0 \rightarrow$ *zino*, Higgs \rightarrow *higgsino*), mentre per i partner dei fermioni si aggiunge il prefisso *s* (ad esempio $\nu \rightarrow$ *sneutrino*, $q \rightarrow$ *squark*, $e \rightarrow$ *selecttrone*).

Per il teorema di Noether, quando un sistema fisico è invariante rispetto ad una legge di trasformazione, esiste un numero quantico che si conserva. Nel caso del MSSM il numero quantico che si conserva è la *R-parità*, definita come:

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \tag{1.23}$$

dove B è il numero barionico, L è il numero leptonico ed S rappresenta lo spin. La R-parità vale $+1$ per le particelle fondamentali del MS, mentre -1 per i partner supersimmetrici. Fino ad oggi le uniche particelle osservate sperimentalmente hanno stessa R-parità, cioè $R=+1$. In Tabella 1.1 sono riportati i numeri quantici di alcune particelle e dei relativi partner supersimmetrici.

Un'importante conseguenza del MSSM è che la conservazione di R permette l'esistenza di una particella supersimmetrica con massa minima (LSP) stabile, che si presenta come ottimo candidato di materia oscura.

Particelle($R = +1$)			Sparticelle($R = -1$)			carica
simbolo	spin	nome	simbolo	spin	nome	
e	1/2	elettrone	\tilde{e}	0	elettrone	-1
μ	1/2	muone	$\tilde{\mu}$	0	smuone	-1
τ	1/2	tauone	$\tilde{\tau}$	0	stauone	-1
ν	1/2	neutrino	$\tilde{\nu}$	0	sneutrino	0
q	1/2	quark	\tilde{q}	0	squark	2/3, -1/3
g	1	gluone	\tilde{g}	1/2	gluino	0
γ	1	fotone	$\tilde{\gamma}$	1/2	fotino	0
Z^0	1	bosone z	\tilde{Z}^0	1/2	zino	0
H_u^0, H_d^0	0	higgs neutro	$\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$	1/2	higgsino neutro	0
H_u^+, H_d^-	0	higgs carico	$\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_d^-$	1/2	higgsino carico	± 1
W^\pm	1	bosone w	\tilde{W}	1/2	wino	± 1
G	2	gravitone	\tilde{G}	3/2	gravitino	0

Tabella 1.1: *Particelle fondamentali del MS e rispettivi superpartners del MSSM*

1.5 Rivelazione della materia oscura

Le tecniche di rivelazione della materia oscura non barionica sono strettamente legate al tipo di particella che si vuole osservare. Per ogni candidato, infatti, si sfruttano le proprietà di interazione con la materia ordinaria, ottimizzando l'efficienza e la probabilità di rivelazione. In questo paragrafo sarà fatta una distinzione tra le tecniche di rivelazione dei due principali candidati alla materia oscura (escludendo i neutrini, ben conosciuti nell'ambito del Modello Standard): gli assioni e le WIMP.

1.5.1 Rivelazione di assioni

La rivelazione degli assioni è basata sul fatto che quando interagiscono con un campo magnetico di opportuna intensità possono essere convertiti in fotoni, e viceversa. Tale processo prende il nome di *effetto Primakoff* (Fig. 1.10). Poiché gli assioni sono molto leggeri e non si muovono ad alte velocità, i fotoni generati saranno di bassa energia, con lunghezza d'onda tipica delle onde radio.

Per rivelare gli assioni risulta necessario un campo magnetico molto più intenso di quello terrestre. Per catturare poi le onde radio prodotte nella conversione della particella, si utilizza un cilindro superconduttore cavo, che funge da cavità risonante. Dimensione e forma del cilindro sono scelte in

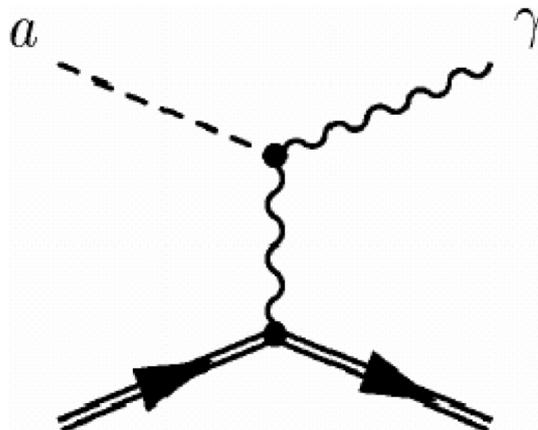


Figura 1.10: *Diagramma di Feynman dell'effetto Primakoff, dovuto all'interazione di un assione con un campo magnetico.*

modo da amplificare le onde di una determinata frequenza. Per una tipica massa di $2 \cdot 10^{-6} \text{eV}$, circa 10^{30} assioni dovrebbero fluire attraverso il rivelatore ogni secondo. Le onde radio generate nella cavità sono misurate attraverso uno strumento chiamato *SQUID*, che migliora la capacità sperimentale di osservare segnali deboli. Per cercare gli assioni, la cui ipotetica massa è nota, si varia a piccoli passi la frequenza di risonanza della cavità, cercando di rivelare la lunghezza d'onda emessa dalla conversione dell'assione in un certo range.

Di seguito sono riportati alcuni esperimenti per la ricerca di assioni:

ADMX acronimo di *Axion Dark Matter Experiment*, è un esperimento operativo dal 1995 e cerca assioni galattici prodotti nei primi stadi di formazione dell'universo, esclusivamente nel range di massa compreso tra $2 \cdot 10^{-6} \text{eV}$ e circa $4 \cdot 10^{-6} \text{eV}$. La tecnica sperimentale utilizzata è l'impiego di un campo magnetico con intensità pari a 8 T. Fino ad ora sono stati posti dei limiti sperimentali sulla massa degli assioni, ma essi non sono mai stati osservati [18].

PVLAS acronimo di *Polarizzazione del Vuoto con LASer*, è un esperimento che cerca assioni in laboratorio, attraverso l'uso di un fascio di fotoni in un campo magnetico molto intenso. Ciò che si osserva sono le piccole variazioni nella polarizzazione della luce che potrebbero derivare dagli assioni [19].

CAST acronimo di *Cern Axion Solar Telescope*, è un esperimento che sfrutta un campo magnetico di 9 T. Questo esperimento cerca assioni originati nel Sole per la presenza di forti campi magnetici interni, che convertono i fotoni da raggi-X emessi da elettroni e protoni, in assioni [20].

1.5.2 Rivelazione di WIMP

Le tecniche di rivelazione delle WIMP si possono suddividere in tre diverse categorie: rivelazione diretta, indiretta e produzione nei collider.

Benchè tali metodi di rivelazione siano sensibili a differenti regioni energetiche e differenti proprietà delle WIMP, sia per la ricerca indiretta, sia per quella diretta, è necessario determinare la densità di WIMP che sono rimaste intrappolate gravitazionalmente nei bracci della Via Lattea e che quindi sono distribuite intorno alla Terra.

Rivelazione indiretta di WIMP Questa tecnica di rivelazione si basa sull'ossevizazione delle particelle prodotte dall'annichilazione delle WIMP, che si verifica in zone ad alta densità di materia oscura. In particolare si cercano raggi gamma, neutrini, elettroni, positroni, protoni e antiprotoni (Fig. 1.11). A seconda delle particelle generate dall'annichilazione si distinguono diverse tecniche sperimentali di rivelazione indiretta di WIMP.

L'osservazione dei **raggi gamma**, prodotti da annichilazioni che avvengono nel centro galattico o nell'alone, deve essere effettuata dallo spazio. Infatti, poiché nell'intervallo di energie dal GeV al TeV la lunghezza d'interazione dei fotoni è di circa $38 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$, e l'atmosfera terrestre ha una profondità di circa $1030 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$, i raggi gamma da annichilazione di WIMP non riescono a raggiungere la terra. Si sfruttano dunque le tecniche di rivelazione indiretta attraverso appositi telescopi che individuano la luce prodotta dagli sciami elettromagnetici generati dai raggi gamma quando interagiscono con l'atmosfera terrestre.

I **neutrini** ed **antineutrini** sono generati da annichilazioni di materia oscura in quark pesanti, bosoni di gauge, τ e bosoni di Higgs, che avvengono all'interno dei corpi massivi, come ad esempio il Sole. Tali neutrini possono essere rivelati con la nuova generazione di telescopi per neutrini astrofisici (sottomarini o sotto-ghiaccio) in fase di costruzione in diverse parti del mondo.

I **protoni**, **antiprotoni**, **elettroni** e **positroni**, sono generati da annichilazioni che avvengono nel centro galattico o nell'alone e sono osservati per mezzo di satelliti. Risultati recenti, ottenuti da diversi rivelatori, mostrano un'abbondanza di positroni superiore al previsto; si assume che la sorgente dei positroni sia legata all'annichilazione della materia oscura. Poiché protoni,

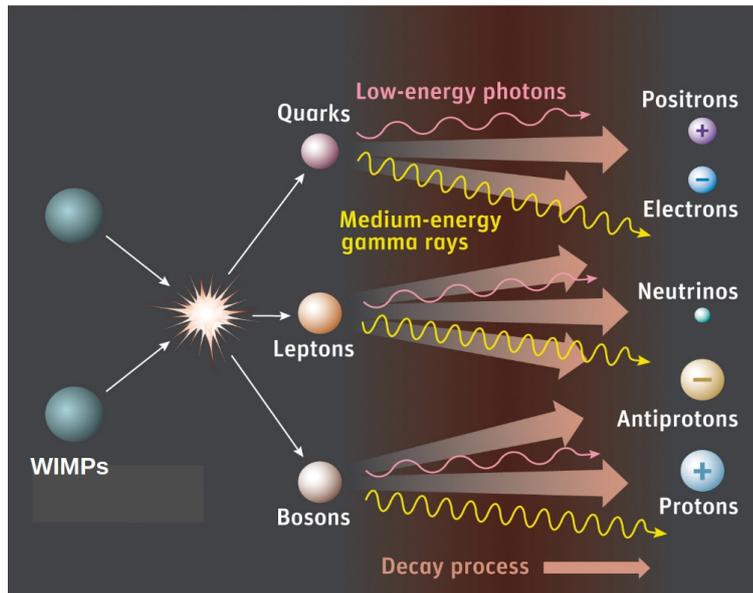


Figura 1.11: *Possibili annichilazioni di WIMP, permesse ad altissime densità, che producono uno sciame di particelle pesanti le quali decadono velocemente in raggi gamma, e^-e^+ , $p\bar{p}$ e $\nu\bar{\nu}$.*

antiprotoni, elettroni e positroni sono particelle cariche, le loro traiettorie sono deflesse dai campi magnetici galattici; ciò costituisce un problema in quanto non risulta possibile risalire direttamente alle loro sorgenti. Non si può quindi affermare con certezza di essere in presenza di materia oscura.

Anche le **radiofrequenze** emesse dal centro delle galassie possono provare indirettamente l'esistenza della materia oscura. Infatti i protoni e gli elettroni originati dall'annichilazione delle WIMP possono emettere radiazione di sincrotrone durante la loro propagazione nei forti campi magnetici galattici. Per poter trarre delle conclusioni risulta necessario conoscere in modo approfondito il profilo della densità di materia oscura, in particolare nelle regioni più interne della galassia, di cui in realtà si conosce ancora molto poco.

Negli ultimi anni tre satelliti sembrano aver rivelato alcuni indizi per la presenza di materia oscura. Il satellite Fermi, lanciato nel 2008 dalla NASA, osservò un eccesso nella popolazione di elettroni e positroni rispetto alla quantità attesa. Circa nello stesso periodo l'esperimento PAMELA, lanciato nel 2006, rivelò più positroni di quelli previsti. Infine, recentemente l'esperimento AMS-02 ha misurato un eccesso di positroni; tuttavia è ancora troppo presto per affermare con certezza l'esistenza della materia oscura (vedi Par. 1.6.2).

Rivelazione diretta di WIMP La tecnica diretta di rivelazione di WIMP mira ad osservare le WIMP con velocità inferiore alla velocità di fuga dalla Via Lattea, che quindi rimangono intrappolate nell'alone galattico e possono interagire con i nuclei, dei quali si può rivelare l'energia di rinculo. Data la debole sezione d'urto della materia oscura, tali collisioni non sono frequenti, infatti le WIMP sono in grado di attraversare la Terra o il Sole senza interagire. Le interazioni di WIMP con la materia ordinaria si possono suddividere in collisioni elastiche o anelastiche e dipendenti o indipendenti dallo spin.

Nel caso di **urto elastico** WIMP-nucleo, il rate differenziale di eventi attesi risulta [21]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0 \sigma^p}{2\mu_p^2 m_\chi} A^2 F(q)^2 \int_{v_{min}}^{v_{fuga}} \frac{\rho(\vec{v} + \vec{v}_{Sole})}{v} d\vec{v}, \quad (1.24)$$

dove ρ_0 è la densità locale di WIMP nell'alone galattico, $\mu_p = \frac{m_\chi m_p}{m_\chi + m_p}$ è la massa ridotta WIMP-protone, m_χ ed m_p sono rispettivamente la massa della WIMP e del protone, σ^p è la sezione d'urto WIMP-protone, A^2 è il numero di massa del nucleo bersaglio, $F(q)^2$ è il fattore di forma dell'interazione WIMP-nucleo, infine $\rho(\mathbf{v})$ è la distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann, \vec{v} è la velocità delle WIMP nel sistema di riferimento del laboratorio, \vec{v}_{Sole} è la velocità della Terra nel sistema galattico, v_{fuga} è la velocità di fuga dalla Via Lattea e v_{min} è la velocità minima di incidenza della WIMP. Tali parametri sono fissati al valore di:

- densità locale di WIMP ρ_0 : 0.3 GeV/cm³
- sezione d'urto WIMP-protone σ^p : $2 \cdot 10^{-45}$ cm² (attuale limite superiore alla sezione d'urto di WIMP ottenuto da esperimenti sulla materia oscura)
- massa del nucleo bersaglio (ad esempio considerando lo xeno) m_N : 131×931.494 MeV
- massa della WIMP m_χ : 10 GeV - 1 TeV
- velocità più probabile della WIMP v_0 : 220 km/s
- velocità della Terra attorno al Sole v_{Sole} : 250 km/s
- velocità di fuga dalla galassia v_{fuga} : 544 km/s.

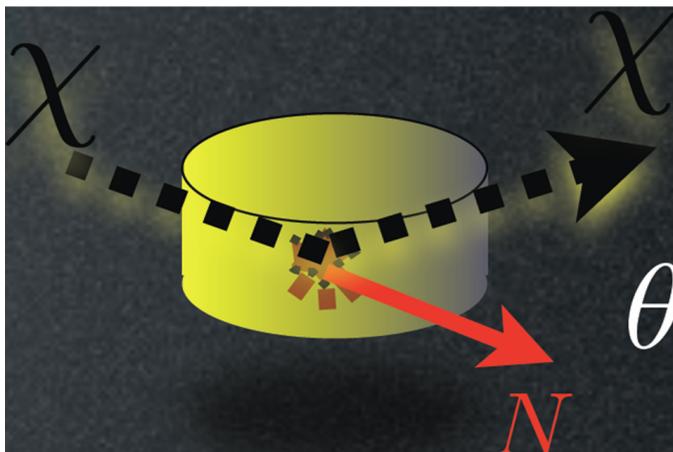


Figura 1.12: Esempio di urto WIMP-nucleo del rivelatore, dove θ è l'angolo di cui è stata deviata la WIMP (indicata con χ) in seguito allo scattering nel sistema di riferimento del laboratorio.

In un urto elastico, l'energia di rinculo del nucleo è descritta dalla seguente formula:

$$E_R = \frac{\mu_N^2 v^2 (1 - \cos\theta')}{m_N}, \quad (1.25)$$

dove $\mu_N = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ è la massa ridotta del sistema WIMP-nucleo, m_N è la massa del nucleo bersaglio e θ' è l'angolo tra la direzione di rinculo del nucleo e quella della WIMP dopo l'urto nel sistema di riferimento del centro di massa (Fig. 1.12). Da questa formula risulta che la velocità minima di incidenza delle WIMP, tale per cui $\theta' = 180^\circ$ e l'energia di rinculo del nucleo è massima, sia:

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_{Rmax}}{2\mu_N^2}}. \quad (1.26)$$

La sezione d'urto WIMP-nucleo indipendente dallo spin (SI, *spin-independent*) a zero momento trasferito è legata all'accoppiamento delle WIMP con i protoni ed i neutroni, rispettivamente espresso dalle costanti f_p ed f_n . Assumendo che le costanti di accoppiamento siano simili ($f_p \sim f_n$) la sezione d'urto si riduce a:

$$\sigma_{SI}^N = \frac{4\mu_N^2}{\pi} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \implies \sigma_{SI}^p = \frac{4\mu_p^2}{\pi} f_p^2. \quad (1.27)$$

La sezione d'urto differenziale spin-independent, che tiene conto delle energie

in gioco, risulta pertanto:

$$\frac{d\sigma_{SI}(E_R)}{dE_R} = \frac{m_N}{2\mu_N^2 v^2} \sigma_{SI}^N F^2(q^2). \quad (1.28)$$

Il fattore di forma, che genericamente si definisce come l'antitrasformata di Fourier di una distribuzione $\rho(\mathbf{x})$, rappresenta una correzione alla sezione d'urto teorica, dovuta al fatto che durante un'interazione si ha a che fare con oggetti estesi che hanno densità non omogenea. Nel caso di diffusione di una WIMP su un nucleo, dunque, si necessita di una buona parametrizzazione della densità nucleare: la parametrizzazione più accettata è quella di Helm [22]. Il fattore di forma si riduce così a:

$$F(q) = \int_V \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r} = 3 \frac{\sin(qR) - (qR) \cos(qR)}{(qR)^3} e^{-\frac{(qs)^2}{2}} \quad (1.29)$$

dove q è il momento trasferito al nucleo, che segue dall'espressione dell'energia di rinculo $E_R = \frac{q^2}{2m} = \frac{q^2}{2 \cdot 931.494 \cdot A}$, e in unità di \hbar vale $q = 6.92 \cdot 10^3 A^{1/2} (E_R/\text{keV})^{1/2}$, $s \sim 0.9$ fm è la "buccia" del nucleo, $R/\text{fm} = [c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2]^{1/2}$ è il raggio del nucleo, con $a \sim 0.52$ fm raggio di Bohr e $c/\text{fm} = 1.23A^{1/3} - 0.6$.

Si prevede infine, per le WIMP attorno all'alone galattico, una distribuzione di velocità tipica di Maxwell-Boltzmann, che caratterizza un gas di particelle in equilibrio termico nel limite semiclassico; le WIMP soddisfano, infatti, la condizione di non degenerazione ed il limite del continuo. La condizione di non degenerazione per i gas rarefatti è tale per cui $\frac{N}{V} \frac{h^3}{(2\pi mKT)^{3/2}} \ll 1$, dove m è la massa di ogni particella, $\frac{N}{V}$ è la densità di particelle e h è la costante di Plank, che vale $6.626 \cdot 10^{-34}$ J·s. Invece il limite del continuo si ha quando gli scambi energetici discreti sono molto piccoli: $\epsilon_2 - \epsilon_1 \ll KT$, dove ϵ_n è l'energia della particella nello stato n -esimo, K è la costante di Boltzmann e T è la temperatura assoluta. La distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann, relativa alle WIMP, sarà dunque:

$$\rho(v_a) = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mv_a^2}{2KT}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{v_a^2}{2\sigma^2}} \quad (1.30)$$

dove v_a è la componente a -esima della velocità ($a = x, y, z$). L'ultima uguaglianza evidenzia chiaramente che la distribuzione è una Gaussiana con valore medio $\langle v_a \rangle = 0$ e deviazione standard $\sigma = \sqrt{KT/m}$. Massimizzando tale distribuzione si ricava il valore della velocità della WIMP più probabile: $v_0 = \sqrt{2KT/m} = \sqrt{2}\sigma$. In termini di v_0 la distribuzione delle velocità risulta:

$$\rho(\vec{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_0^3} e^{-\frac{\vec{v}^2}{v_0^2}}. \quad (1.31)$$

Nelle interazioni indipendenti dallo spin, la sezione d'urto è proporzionale al quadrato del numero di massa del nucleo bersaglio e domina su quella dipendente dallo spin per grandi A . Per osservare tale tipo di interazioni si utilizzano come bersaglio materiali come lo xeno o il germanio. L'andamento del rate differenziale di eventi, ricavato dall'Eq. 1.24, è mostrato in Fig. 1.13 in unità di dru ($ev/day \cdot kg \cdot keV$). Da questo, utilizzando i parametri

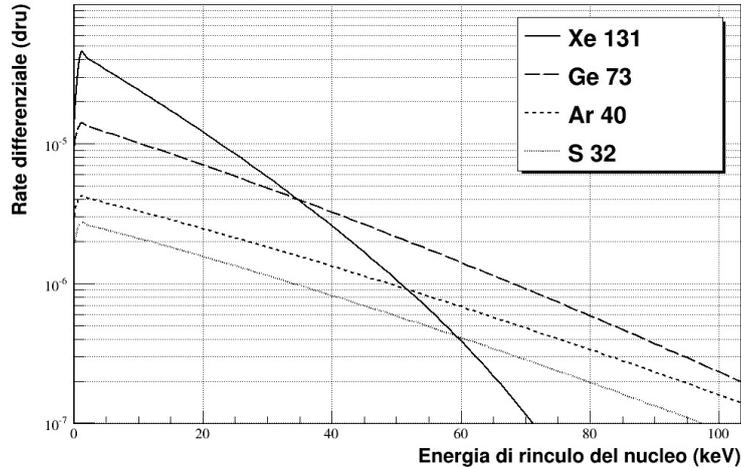


Figura 1.13: Rate differenziale di interazioni WIMP-nucleo ricavato dall'Eq. 1.24 in funzione di 4 diversi bersagli: xeno, germanio, argon e zolfo.

dell'esperimento XENON100 ai Laboratori Nazionali del Gran sasso (Cap. 2), è stato possibile stimare il numero di eventi di interazione WIMP-nucleo, con WIMP di diverse masse m_χ in differenti intervalli energetici, riportati in Tabella 1.2 [23]. Si evince dunque che nel range attualmente più ammissibile, cioè con WIMP di 100 GeV ed energia di rinculo del nucleo tra 10-50 keV il rate di eventi è circa 3 ogni anno.

	Rate totale ($\cdot 10^{-4} \frac{\text{n}^\circ \text{ di eventi}}{\text{giorno} \cdot \text{kg}}$)						
	m_χ (GeV)						
	10	20	50	100	200	500	1000
0 – 100keV	2.3	7.2	8.8	6.50	3.3	1.39	0.77
10 – 50keV	0	0.59	3.63	3.09	1.83	0.789	0.402
30 – 50keV	0	10^4	0.38	0.55	0.38	0.173	0.089

Tabella 1.2: Rate totale di eventi di interazione WIMP-nucleo di xeno, con WIMP di diverse masse m_χ in differenti intervalli energetici.

Nelle interazioni **dipendenti dallo spin** (SD, *spin-dependent*) si assume che la WIMP abbia spin $1/2$ o $3/2$ e che perciò interagisca separatamente con i protoni o neutroni del bersaglio. Nel caso, ad esempio, del più leggero neutralino supersimmetrico, la particella scambiata con il nucleo sarebbe un bosone Z o uno squark. Il rate di eventi di questo tipo si calcola allo stesso modo delle interazioni SI, utilizzando un'opportuna sezione d'urto. La sezione d'urto differenziale WIMP-nucleo spin-dependent in funzione del momento trasferito q^2 è [24]:

$$\frac{d\sigma_{SD}(q^2)}{dq^2} = \frac{8G_F^2}{(2J+1)v^2} S_A(q), \quad (1.32)$$

dove G_F è la costante di Fermi, v è la velocità della WIMP rispetto al sistema del laboratorio, J è il momento angolare totale del nucleo e $S_A(q)$ è la funzione di struttura. Se il momento trasferito al nucleo è nullo, la funzione di struttura si riduce a [25]:

$$S_A(0) = \frac{(2J+1)(J+1)}{\pi J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2, \quad (1.33)$$

dove a_p ed a_n sono gli accoppiamenti delle WIMP rispettivamente con protoni e neutroni nel caso di spin-dependent e S_p ed S_n sono le funzioni di struttura per il protone ed il neutrone. Le WIMP si accoppiano principalmente con nuclei che hanno un numero dispari di protoni o neutroni; sono pertanto usati come bersaglio nuclei di ^{19}F , ^{127}I e ^{131}Xe .

Infine nel caso di **urto anelastico**, il nucleo viene portato ad uno stato eccitato, dal quale poi decade con emissione di un fotone di determinata energia.

Nonostante la teoria utilizzata per poter applicare le tecniche di rivelazione diretta sia attualmente ben sviluppata, si devono considerare alcuni problemi sperimentali: le energie di rinculo sono piccole, comprese tra 1 e 100 keV per WIMP con massa tra 10 GeV e qualche TeV, e quindi difficili da rivelare. Inoltre alcune teorie suggeriscono che circa 5 milioni di particelle di materia oscura attraversino ogni secondo un campione di 2 kg di materia ordinaria, che contiene approssimativamente 10^{25} atomi. Di queste circa una all'anno interagirà con un nucleo, attraverso diffusione elastica, pertanto la probabilità di interazione è molto bassa. Ancora, distinguere segnali da materia oscura da quelli dovuti ad interazioni con materia ordinaria non è affatto semplice, a causa del rumore di fondo indotto dai raggi cosmici e dalla radioattività naturale. Ad esempio, l'esperimento XENON100, attivo nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Par. 2.2.2), è situato appositamente sotto la montagna abruzzese del Gran Sasso, sfruttando così i suoi 1.4 km di roccia schermanti.

Produzione di WIMP nei collider Con LHC (*Large Hadron Collider*) e con le nuove scale di energia raggiungibili, si può pensare alla produzione delle WIMP direttamente in laboratorio, all'interno dell'acceleratore. Attraverso lo scontro di protoni di elevata energia si potrebbero produrre particelle oltre il Modello Standard come quelle previste dalla teoria SUSY.

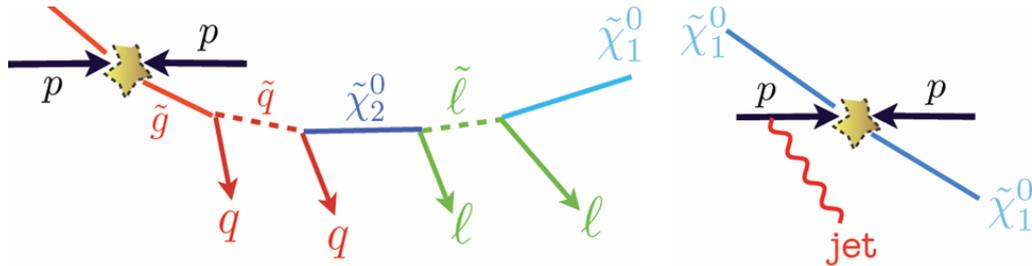


Figura 1.14: *Evento di WIMP riprodotto con acceleratori con segnatura data da 4jet+4leptoni+energia mancante (sinistra) e con segnatura data da singolo jet (destra).*

I canali più probabili per la rivelazione di WIMP nei collider sono essenzialmente due:

- si cercano i prodotti dei decadimenti di particelle in cui l'evento è caratterizzato da 4jet+4leptoni+energia mancante (Fig. 1.14 sinistra);
- si cercano eventi in cui si osserva la presenza di singoli jet (Fig. 1.14 destra).

1.6 Esperimenti di rivelazione di WIMP

Di seguito sono descritti alcuni esperimenti per la rivelazione di WIMP, suddivisi tra tecnica indiretta e diretta di rivelazione.

1.6.1 Esperimenti di rivelazione indiretta

Gli esperimenti di rivelazione indiretta mirano ad osservare i prodotti di annichilazione delle particelle di materia oscura all'interno della galassia e fuori da essa, attraverso satelliti o telescopi a terra. I più noti esperimenti per la rivelazione indiretta di materia oscura sono:

PAMELA acronimo di *Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*, è un satellite ed ha lo scopo di studiare le abbondanze di antimateria ad energie al di sopra del GeV. Grazie ad esso è stato

possibile calcolare il rapporto \bar{p}/p e la frazione di positroni nei raggi cosmici, riscontrando un'anomalia nei dati rispetto alle previsioni teoriche [26].

Per quanto riguarda il rapporto \bar{p}/p , i dati sperimentali sono in accordo con le previsioni teoriche che ammettono la produzione di \bar{p} durante la propagazione dei raggi cosmici. Al contrario, la frazione di positroni misurata nei raggi cosmici è in forte disaccordo con la teoria, specialmente ad alte energie; ciò risulta spiegabile solo se si considera una sorgente primaria addizionale di positroni. Diverse interpretazioni possono dare origine a tale discrepanza, una di esse prevede che i positroni siano in parte prodotti nell'annichilazione di neutralini, il che rappresenterebbe anche una conferma di modelli supersimmetrici. Il problema in questo caso deriva dal fatto che la discrepanza si nota solo per i positroni e non per gli antiprotoni, che figurano tra i prodotti dell'annichilazione dei neutralini. Inoltre questa soluzione richiede un neutralino di massa superiore a 10 TeV, valore non ammesso dalla teoria supersimmetrica. Una seconda interpretazione è data dalle correzioni radiative che aumentano il tasso positronico indotto dalla materia oscura, oppure da nuovi bosoni che mediano l'annichilazione e quindi sopprimono cinematicamente la produzione di antiprotoni. Questi bosoni possono essere ad esempio le particelle di *Kaluza-Klein* (KK), con massa di circa 800 GeV.

Esistono comunque altre spiegazioni che non richiedono l'introduzione di materia oscura. Ad esempio, pulsar e stelle di neutroni ruotanti ad alta velocità possono accelerare elettroni primari nella magnetosfera circostante, i quali emettono fotoni che producono coppie e^+e^- . Tali particelle rimangono confinate nella nebulosa delle pulsar per circa 10^5 anni prima di scappare nel mezzo interstellare, contribuendo alla componente positronica dei raggi cosmici.

Tuttavia i dati raccolti da PAMELA fino ad ora non sono ancora in grado di distinguere se l'eccesso di positroni sia dovuto all'annichilazione di materia oscura oppure alla produzione da pulsar.

WMAP acronimo di *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, è un satellite lanciato nel giugno 2001, con lo scopo di tracciare una dettagliata mappa galattica per mezzo della radiazione cosmica di fondo; lo studio delle anisotropie dell'universo ha permesso una misura del parametro Ω [6].

Nell'osservazione del cielo a microonde, il satellite ha anche rivelato una componente addizionale nella radiazione con lunghezza d'onda dell'ordine del μm , proveniente dalle regioni più interne della galassia ($r \sim 1 - 2$ kpc), secondo una distribuzione a simmetria radiale. Non essendo compatibile con i meccanismi standard di emissione nelle microonde delle sorgenti note, tale radiazione potrebbe essere un segnale di annichilazione di coppie di particelle

di materia oscura. In particolare si potrebbe trattare di radiazione di sincrotrone proveniente dagli elettroni prodotti da annichilazioni $\chi\bar{\chi}$ in prossimità del centro della galassia. I dati registrati da WMAP sono sostanzialmente in accordo con l'ipotesi di materia oscura di origine supersimmetrica, con massa pari a 100 GeV, sezione d'urto di annichilazione pari a circa $2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ e densità di WIMP che decresce come $1/r$ [27].

Tuttavia l'eccesso osservato può rispondere anche ad altre spiegazioni, come ad esempio la produzione di elettroni energetici da un buco nero supermassivo posto in prossimità del centro della galassia.

EGRET/GLAST(Fermi) il telescopio EGRET, acronimo di *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*, è stato lanciato nel 1991, con lo scopo di rivelare fenomeni astroparticellari nel range di energia da 30 MeV a 30 GeV. I dati raccolti da EGRET fino al 2001 mostrano, per energie al di sopra di 1 GeV, la presenza di un eccesso di radiazione gamma, osservato con lo stesso spettro in tutte le direzioni [28]. Questo potrebbe indicare una segnatura di annichilazione di materia oscura nell'alone galattico; in tal caso si possono porre limiti alla massa delle WIMP e si può risalire alla struttura dell'alone. È vero che nella galassia avvengono tanti altri processi capaci di produrre raggi gamma, come il decadimento dei mesoni π^0 , scattering Compton inverso o emissione di Bremsstrahlung dovuta ad elettroni energetici, ma essi presentano uno spettro significativamente differente da quello atteso dall'annichilazione delle WIMP. I risultati osservati sono compatibili con l'ipotesi di esistenza di WIMP con massa compresa tra 50 GeV e 100 GeV circa. Dall'analisi sulla distribuzione angolare si desume che la densità di materia oscura presenti anelli a $r= 4.3 \text{ kpc}$ e $r= 14 \text{ kpc}$, consistenti con studi indipendenti svolti sulle curve rotazionali della galassia.

GLAST (conosciuto anche come Fermi), acronimo di *Gamma-ray Large Area Space Telescope*, è il successore di EGRET, costruito con lo scopo di osservare il cielo a raggi gamma nell'intervallo di energie tra 10 MeV e oltre 100 GeV [29]. Le osservazioni dei fotoni gamma permettono lo studio di linee monoenergetiche e spettri continui dovuti ad annichilazioni di materia oscura e possono fornire ulteriori indicazioni sulla massa delle WIMP.

HESS/CANGAROO/VERITAS HESS (*High Energy StereoScopy*), CANGAROO (*Collaboration of Australia and Nippoe for a Gamma-Ray Observatory in the Outback*) e VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) sono telescopi Čerenkov sensibili alla radiazione gamma con energie superiori a 100 GeV. Osservazioni del centro galattico con CANGAROO-II e VERITAS hanno fornito le prime indicazioni di un eccesso

di raggi gamma ad energie dell'ordine del TeV. La distribuzione spettrale e angolare dell'eccesso osservato da HESS è compatibile con l'annichilazione di materia oscura supersimmetrica, di cui però si stima una massa della WIMP pari a circa 15 TeV ed una densità di $\sim 1100 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$ nei 10 pc più interni [30]. Dalla distribuzione angolare del segnale si prevede un andamento per la densità di materia oscura crescente con $r^{-\alpha}$, in cui α è compreso tra 1 e 2. Le stesse analisi per i dati di CANGAROO-II concludono invece che la massa delle WIMP sia ~ 1 TeV. Nonostante le masse delle WIMP siano tipicamente più alte rispetto a quelle delle ordinarie particelle del Modello Standard e quindi sia abbastanza immediato giustificare l'eccesso di raggi gamma con l'annichilazione di WIMP, vi sono altri possibili meccanismi di produzione di raggi gamma così energetici. Un esempio sono le interazioni dei raggi cosmici con il gas denso in prossimità del buco nero supermassivo situato al centro della galassia.

SPI/INTEGRAL acronimo di *SPectrometer Integral*, è uno spettrometro ad alta risoluzione nell'intervallo di energia tra 20 keV e 8 MeV, situato a bordo del satellite INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*), che ha raccolto informazioni sulle righe di annichilazione e^+e^- a 511 keV nello spettro dei raggi gamma provenienti dal centro della galassia [31]. I positroni possono essere prodotti da diversi processi astrofisici, come interazioni tra raggi cosmici e mezzo interstellare, decadimento β^+ di elementi instabili o annichilazione di WIMP ($\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-$). La linea di annichilazione osservata nello spettro dei raggi gamma e proveniente dalla regione più interna della galassia potrebbe essere attribuibile alla presenza di materia oscura.

HEAT acronimo di *High-Energy Antimatter Telescope*, è un rivelatore su pallone con lo scopo di misurare i flussi di elettroni e positroni nei raggi cosmici tra 1 e 50 GeV. Lo spettro dei positroni registrato riporta un eccesso di antimateria attribuibile a una sorgente primaria di positroni energetici [32]. La materia oscura è un candidato per questa sorgente, ma ci sono altre possibilità, come la creazione di coppie in prossimità della magnetosfera delle pulsar. Nell'ipotesi di annichilazione di WIMP, i dati sono compatibili con una massa pari a ~ 380 GeV, ma utilizzando modelli di propagazione più sofisticati la massa attribuita alle WIMP è decisamente inferiore.

BESS acronimo di *Ballon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer*, è un altro esperimento su pallone che fa uso di uno spettrometro magnetico abbinato ad un sistema di misura di tempo di volo ed un rivela-

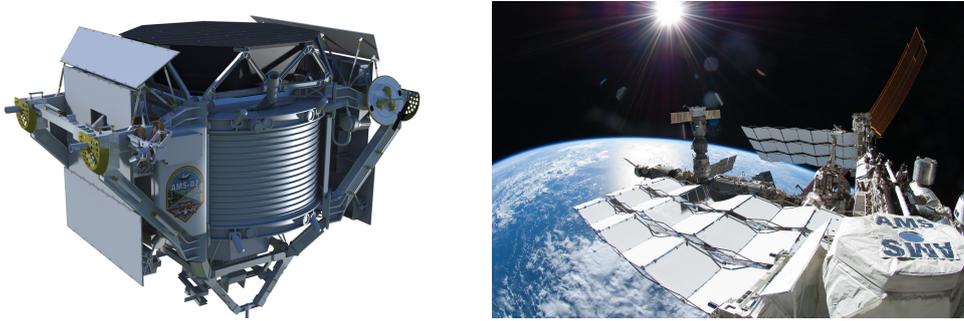


Figura 1.15: Immagini dello schema dello spettrometro AMS-02 (sinistra) e dello spettrometro nello spazio (destra), subito dopo il lancio, il 16 maggio 2011.

tore Čerenkov. Lo scopo è la rivelazione di particelle cariche nello spettro dei raggi cosmici, in particolare positroni ed antiprotoni. Nei dati raccolti in otto lanci, BESS ha osservato lo spettro degli antiprotoni tra 0.18 e 4.20 GeV. Tuttavia le misure ottenute non permettono di dedurre la massa delle WIMP a causa della bassa statistica [33].

AMS-02 acronimo di *Alpha Magnetic Spectrometer*, è uno spettrometro installato nella Stazione Spaziale Internazionale nel maggio 2011 (Fig. 1.15), con lo scopo di studiare la radiazione cosmica, in particolare le componenti di antimateria. I principali obiettivi dell'esperimento sono la ricerca di nuclei di antimateria, la ricerca indiretta di materia oscura nei canali di e^+ , \bar{p} e γ , la misura delle abbondanze di tutti gli isotopi leggeri dei raggi cosmici fino al carbonio, infine la misura degli spettri di raggi γ energetici nella regione 30-300 GeV ancora inesplorata.

Confermando le osservazioni dei satelliti Fermi e PAMELA, l'esperimento AMS-02 ha rivelato un eccesso di positroni con una precisa distribuzione di energia (tra i 10 GeV e i 250 GeV). I dati mostrano anche che non vi è nessuna variazione nel tempo né una direzione privilegiata di provenienza [34]. Questi risultati sono coerenti con la presenza di positroni originati dalla annichilazione di particelle di materia oscura nello spazio, ma si necessita di maggiore statistica per poter trarre delle conclusioni.

1.6.2 Esperimenti di rivelazione diretta

Gli esperimenti di rivelazione diretta sono basati sull'interazione della WIMP con il bersaglio del rivelatore. I più noti esperimenti per la rivelazione diretta

di materia oscura sono:

CDMS-II acronimo di *Cryogenic Dark Matter Search II*, ha l'obiettivo di misurare il rinculo nucleare dagli eventi di diffusione delle WIMP usando un rivelatore criogenico che opera a temperature $T < 50$ K. Tale rivelatore è costituito da dischi di germanio e silicio con diametro 7 cm e spessore 1 cm, sensibili a variazioni di temperatura dovute al rinculo di un nucleo con un'energia tra i 10 ed i 100 keV. Dai dati raccolti finora si osservano due candidati di eventi di diffusione da WIMP [35]. Poiché la probabilità che questi eventi siano dovuti al fondo è del 23%, non si può affermare con certezza l'esistenza di WIMP.

DAMA/LIBRA acronimo di *DARk MAatter search*, è situato ai LNGS, con lo scopo di misurare l'energia di rinculo e ionizzazione prodotta dallo scattering di WIMP sui nuclei. Costituito da 250 kg di ioduro di sodio, ha pubblicato risultati in cui i segnali evidenziano una modulazione che sembrerebbe sinusoidale, con periodo 1 anno e fase 140 giorni [36]. Tale modulazione annuale non ammette altre possibili spiegazioni se non l'effetto della velocità relativa delle WIMP nell'alone galattico rispetto al sistema di riferimento del laboratorio. I dati di DAMA hanno fornito limiti sulla massa e sezione d'urto elastica di scattering delle WIMP: $m_\chi = 44$ GeV e $\sigma = 5.4 \cdot 10^{-6}$ pb.

CRESST acronimo di *Criogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers*, è installato ai LNGS e sfrutta rivelatori criogenici con lo scopo di rivelare eventi di scattering spin-dependent tra WIMP e nuclei. CRESST-I, in attività nell'ottobre 2000, aveva una sensibilità per WIMP con massa inferiore a 5 GeV e sezioni d'urto fino a 10^{-8} pb. Gli ultimi risultati riportano la rivelazione di alcuni eventi di rinculo ad energie di qualche centinaio di keV [37].

EDELWEISS-II acronimo di *Expérience pour DEtecter Les Wimps En Site Souterrain*, utilizza rivelatori bolometrici al germanio con lo scopo di effettuare misure spin-independent di scattering WIMP-nucleone. EDELWEISS distingue rinculi elettronici dovuti a scattering di fotoni e rinculi nucleari dovuti a WIMP. Gli ultimi risultati hanno escluso i valori di massa e sezione d'urto trovati dalla collaborazione DAMA con un livello di confidenza del 99% [38].

XENON Questo lavoro di tesi è dedicato al test dei fotomoltiplicatori, dispositivi installati nel rivelatore ad acqua di XENON1T, che è la terza fase

del progetto XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). Di tale esperimento si parlerà nel prossimo capitolo.

Capitolo 2

Il progetto XENON ai LNGS

Le interazioni della materia oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole; per osservare la materia oscura si necessita dunque di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività, come ad esempio i laboratori sotterranei, in modo da ridurre a livelli trascurabili i segnali dovuti al fondo.

Il progetto XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è volto alla rivelazione diretta di WIMP. Il prototipo XENON10 ha pubblicato nel 2008 i migliori limiti dell'epoca per urto elastico WIMP-nucleo. Il successivo rivelatore XENON100, attualmente in fase di acquisizione dati, ha da poco concluso un *run* di 225 giorni, raggiungendo i migliori limiti mai pubblicati per urti elastici WIMP-nucleo. Tali risultati fissano al 90% del livello di confidenza una sezione d'urto indipendente da spin di $2.0 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa $55 \text{ GeV}/c^2$ [39] e dipendente da spin di $3.5 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa $45 \text{ GeV}/c^2$ [40]. La fase futura di XENON100 è XENON1T, che con una massa attiva dell'ordine della tonnellata raggiungerà una sensibilità di $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$, due volte inferiore agli attuali limiti sperimentali. A tale scopo tutte le possibili sorgenti di fondo dovranno essere ridotte.

Una delle sorgenti di fondo esterno è rappresentata dai neutroni indotti dai muoni provenienti dai raggi cosmici. I muoni che raggiungono la sala B dei LNGS, in cui sarà situato l'esperimento XENON1T (Fig. 2.1), presentano un flusso di $(3.31 \pm 0.03) \mu/\text{cm}^2\text{s}$, un'energia media di 320 GeV [41] e sono quindi in grado di interagire con la roccia ed il materiale di cui è fatto il rivelatore, producendo neutroni per cascata elettromagnetica ed adronica. I neutroni indotti dai muoni hanno un flusso pari a $\sim 7.3 \cdot 10^{-10} n/\text{cm}^2\text{s}$ ed energia superiore ai 10 MeV ; tali neutroni possono raggiungere il rivelatore ed interagire con i nuclei di xeno producendo un segnale del tutto analogo a quello delle WIMP. Per tale motivo l'esperimento XENON1T sarà dotato di

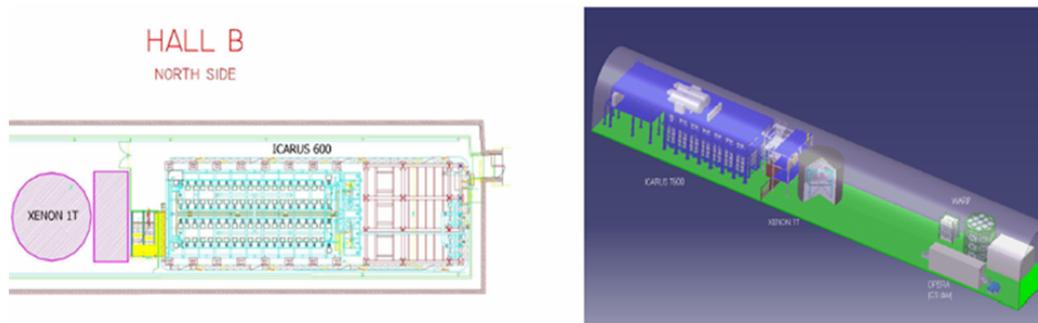


Figura 2.1: Collocazione dell'esperimento XENON1T nella sala B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

un sistema di veto di muoni (Par. 2.4).

In questo capitolo sarà descritto il principio di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON, saranno approfondite le tre fasi del progetto, infine saranno analizzate le tipologie di fondo, che sono ridotte attraverso tecniche opportune nell'esperimento XENON1T, in costruzione dall'estate 2013.

2.1 Funzionamento dei rivelatori del progetto XENON

I rivelatori del progetto XENON si basano sull'utilizzo di una *Time Projection Chamber* (TPC) a doppia fase contenente xeno allo stato liquido e gassoso. Per mantenere lo xeno allo stato liquido si sfrutta un sistema criogenico che lavora ad una temperatura di circa 160 K.

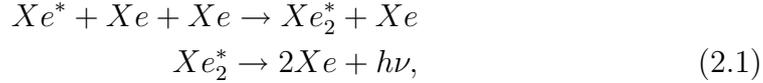
2.1.1 Scelta dello xeno come bersaglio

La scelta dello xeno liquido come bersaglio attivo per la rivelazione diretta di materia oscura comporta diversi vantaggi. Uno tra questi è la sua alta densità, pari a 2.96 g/cm^3 al punto triplo (165 K), che conferisce allo xeno la proprietà di essere un buon elemento autoschermante dalle sorgenti di fondo. Dato che la sezione d'urto WIMP-nucleo indipendente dallo spin è proporzionale ad A^2 , l'alto numero atomico dello xeno ($A=131$), rispetto ad altri gas nobili, permette di avere maggiori interazioni con le WIMP.

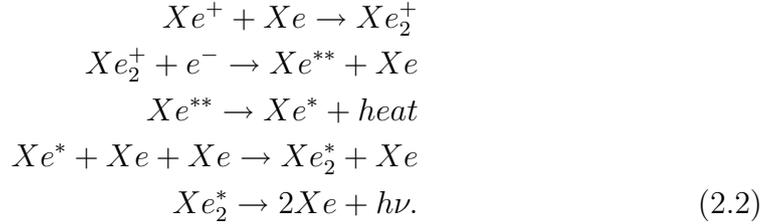
Lo xeno inoltre possiede circa dieci isotopi stabili, mentre quelli instabili hanno vita media molto breve. Tale caratteristica fa sì che esso sia piuttosto radiopuro, proprietà indispensabile nei fenomeni di rivelazione di materia oscura, a bassissimo rate d'interazione. In particolare, lo xeno presenta due

isotopi con spin non nullo: ^{129}Xe (spin 1/2) e ^{131}Xe (spin 3/2). Questo permette di studiare la dipendenza della sezione d'urto WIMP-nucleo dallo spin, fornendo così maggiori informazioni sulle caratteristiche e sulla natura delle WIMP.

Lo xeno può emettere fotoni per scintillazione dovuta al passaggio di e^- da stato eccitato a stato fondamentale. La scintillazione nello xeno si può verificare anche in seguito alla ricombinazione di coppie e^- -ione. In particolare lo xeno è un eccellente scintillatore ($\sim 5 \cdot 10^4$ fotoni/MeV, con $\lambda = 177.6$ nm, detti *Vacuum UltraViolet* o VUV) ed un ottimo mezzo da ionizzare ($\sim 6 \cdot 10^4$ coppie e^- -ione/MeV). In seguito ad una interazione può quindi produrre segnale di carica e di fotoni (provenienti da eccitazione diretta e ricombinazione). Sia l'eccitazione diretta di atomi, sia la ricombinazione, portano alla molecola di xeno eccitato Xe_2^* , che poi si separa emettendo luce di scintillazione VUV. Gli stati di partenza sono chiaramente diversi: nel processo di eccitazione si forma lo stato Xe^* , mentre durante la ionizzazione si forma lo ione Xe^+ . In caso di eccitazione, lo Xe^* porta alla seguente catena di decadimento:



mentre in caso di ionizzazione la catena risulta suddivisa in più fasi, quindi è anche più lenta:



La luce di scintillazione proviene dalla diseccitazione di stati di singoletto e tripletto dello xeno eccitato Xe_2^* . Il tempo di decadimento del singoletto è inferiore a quello del tripletto e può dipendere dalla presenza di un campo elettrico al quale gli atomi sono sottoposti. Ad esempio, per valori di $E = 4$ kV/cm, il decadimento dello xeno in seguito ad una sorgente di elettroni relativistici dallo stato di tripletto è (27 ± 1) ns mentre dallo stato di singoletto è (2.2 ± 0.3) ns [42].

2.1.2 La TPC

La TPC (*Time Projection Chamber*) è il cuore centrale del rivelatore, in cui è contenuto lo xeno a doppia fase, liquida (LXe) e gassosa (GXe), e dove

avviene fisicamente l'eventuale interazione con la WIMP.

Nella zona inferiore e superiore della TPC si trovano rispettivamente un catodo e un anodo, che generano il campo elettrico di deriva all'interno dello xeno. La fase liquida dello xeno è separata da quella gassosa per mezzo di una griglia che permette di mantenere il campo elettrico a due valori differenti. All'estremità superiore ed inferiore della camera sono situati due insiemi di fotomoltiplicatori (*Photo Multiplier Tubes* più comunemente chiamati PMT), rispettivamente *top* e *bottom array*.

Una particella che interagisce nella zona interna della TPC produce fotoni da *scintillazione diretta o primaria* e coppie e^- -ione. Parte delle coppie si ricombinano emettendo fotoni che contribuiscono alla scintillazione primaria, mentre gli elettroni restanti, sottoposti all'effetto del campo elettrico interno alla TPC, migrano verso l'anodo. Una volta raggiunta l'interfaccia liquido-gas, gli e^- sono efficacemente estratti da un più intenso campo elettrico nello xeno gassoso, dove avviene la *scintillazione proporzionale*.

I due array di fotomoltiplicatori hanno lo scopo di rivelare i fotoni da scintillazione primaria nel LXe (denominata S1) e quelli da scintillazione proporzionale nel GXe (denominata S2). Il diverso rapporto tra i segnali di scintillazione proporzionale e diretta $S2/S1$ è utilizzato per discriminare il segnale di rinculo nucleare da quello di rinculo elettronico (Fig. 2.2). Infatti un nucleo che rincula è molto più lento di un elettrone che rincula, a parità di energia cinetica. Dalla formula di Bethe-Block [43] risulta che in regime non relativistico la perdita di energia per ionizzazione è proporzionale a β^{-2} , quindi un nucleo lento che rincula produrrà una maggiore densità di ioni rispetto ad un elettrone che rincula, aumentando la probabilità di ricombinazione e diminuendo perciò la probabilità di rivelare il segnale di scintillazione proporzionale. Questa caratteristica può essere sfruttata per discriminare segnali prodotti da rinculo nucleare, dovuto a WIMP o neutroni, o da rinculo elettronico, dovuto a γ ed elettroni:

$$(S2/S1)_{WIMP} \ll (S2/S1)_{e^-}. \quad (2.3)$$

Sfruttando la disuguaglianza, si ottiene un'efficienza nel rigetto del fondo $(S2/S1)_{e^-}$ al livello del 99.5%.

L'utilizzo della TPC permette, oltre alla misura dell'energia di rinculo del nucleo, la ricostruzione delle coordinate spaziali del punto in cui è avvenuta l'interazione, con una risoluzione dell'ordine del mm. Le coordinate x ed y sono ricavate dalla distribuzione della molteplicità di fotoni osservati negli array di PMT top e bottom, mentre la posizione z è calcolata attraverso la differenza di tempo tra i segnali S1 ed S2. La ricostruzione del vertice d'interazione permette inoltre di selezionare eventi nelle regioni più interne del rivelatore, perciò maggiormente schermate dal fondo.

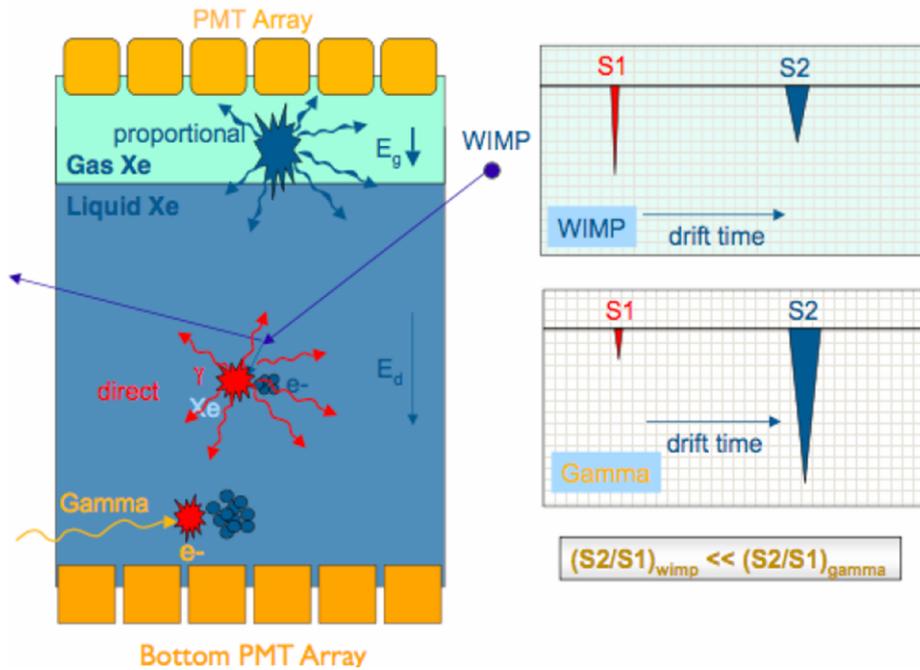


Figura 2.2: Schema della TPC del rivelatore a doppia fase del progetto XENON. La WIMP che incide contro lo LXe produce fotoni da scintillazione diretta e da ricombinazione di coppie e^- -ione (segnale S1); gli e^- liberi migrano verso l'anodo, sottoposti ad un campo elettrico, per poi ricombinarsi con i nuclei di GXe (segnale S2).

2.2 Fasi del progetto XENON

Il progetto XENON ai LNGS è suddiviso in tre fasi, ciascuna delle quali sfrutta un rivelatore di massa via via crescente, per aumentare la sensibilità. L'esperimento XENON10 è stato attivo dal 2005 al 2007, XENON100 iniziato nel 2008 è ancora in fase di acquisizione dati ed infine XENON1T è in costruzione.

2.2.1 XENON10

Il progetto XENON inizia con l'esperimento XENON10, attivo dal 2005 al 2007. La quantità di xeno liquido nella TPC era pari a 15 kg, di cui 5.4 kg costituivano la massa fiduciale.

Con una presa dati di 58.6 giorni i risultati del 2008 hanno potuto stabilire un limite superiore alla sezione d'urto d'interazione WIMP-nucleone sia indipendente, che dipendente dallo spin. XENON10 ha raggiunto una

sensibilità per sezioni d'urto indipendenti dallo spin (al 90% del livello di confidenza) pari a $8.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa 100 GeV e di $4.5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa 30 GeV [44]. Nel caso di sezioni d'urto spin-dependent la sensibilità raggiunta è pari a $5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa 30 GeV [45].

2.2.2 XENON100

XENON100 è la seconda fase del progetto XENON, attualmente in acquisizione dati. Rispetto al suo prototipo, la quantità di xeno è aumentata di un ordine di grandezza, esattamente è pari a 161 kg, di cui 62 kg costituiscono la massa fiduciale. In seguito all'aumento della massa del bersaglio di xeno e ad un lavoro di riduzione del background sulla scelta dei materiali di cui è costituito il rivelatore, il fondo è stato ridotto di un fattore 100.

Dopo 225 giorni di presa dati non è stata trovata evidenza di materia oscura; sono stati osservati 2 eventi nella regione energetica di interesse, ma consistenti con il fondo atteso di (1.0 ± 0.2) eventi. Sono però stati fissati nuovi limiti più stringenti alla sezione d'urto d'interazione, al 90% del livello di confidenza. Per quanto concerne la sezione d'urto per un'interazione WIMP-nucleo indipendente dallo spin l'esperimento ha raggiunto una sensibilità di $2.0 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa 55 GeV/c^2 [39] (Fig. 2.3 sinistra). Per un'interazione WIMP-neutrone indipendente dallo spin la

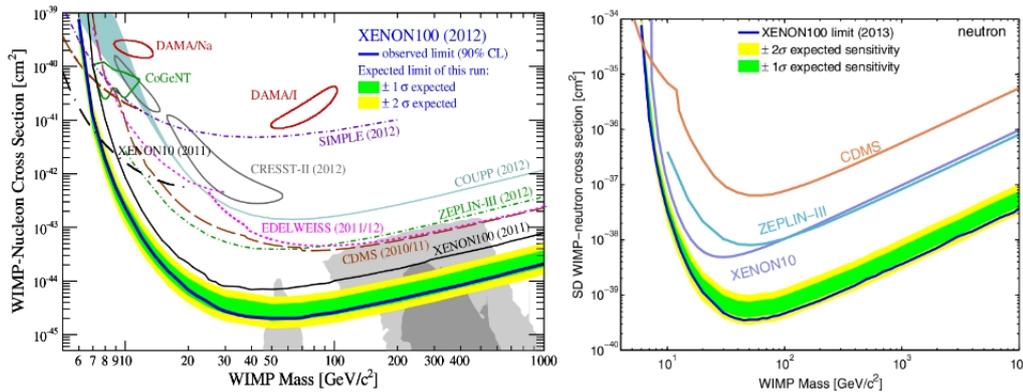


Figura 2.3: Limiti sperimentali per sezioni d'urto WIMP-nucleo indipendenti (sinistra) [39] e dipendenti (destra) [40] dallo spin, al 90% del livello di confidenza. Nel caso di interazioni spin-dipendenti il grafico si riferisce alla diffusione di una WIMP su un neutrone. Le zone ombreggiate sono ottenute da calcoli teorici.

sensibilità raggiunta è $3.5 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa $45 \text{ GeV}/c^2$ [40] (Fig. 2.3 destra).

2.2.3 XENON1T

Terza fase del progetto XENON è XENON1T, che sarà collocato nella sala B dei LNGS e la cui costruzione è partita nell'estate 2013. Questo rivelatore sfrutterà una quantità totale di xeno pari a circa 2.4 tonnellate [42], di cui circa 1 tonnellata costituirà la massa fiduciale. Grazie alle sue dimensioni, ad un'attenta selezione dei materiali a bassa radioattività di cui è costituito, ad un sistema di purificazione dello xeno dai suoi contaminanti, si è potuto ridurre il fondo (Par. 2.3) in maniera tale che il rivelatore potrà raggiungere una sensibilità due volte inferiore agli attuali limiti sperimentali, pari a $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per una WIMP di massa 50 GeV .

La rappresentazione schematica della TPC di XENON1T ed una tabella in cui sono riassunte le sue dimensioni principali sono riportate in Fig. 2.4 [46]. Il volume sensibile di LXe della TPC è confinato in un cilindro di 96



<i>TPC Dimension and Fields</i>	
Height	95 cm
Diameter	96 cm
Active LXe Mass/Volume	2000 kg/ 0.708 m ³
PTFE Mass/Volume	85 kg/ 0.04 m ³
Copper Support Mass/Volume	112 kg/ 0.013 m ³
Nominal Drift Field	1.0 kV/cm
Drift Length	90 cm
Operating Cathode Voltage	-90.0 kV
Nominal Extraction Field	13.0 kV/cm
Operating Anode Voltage	4.5 kV
Xenon Gas Gap	2.5 mm
<i>TPC Grids</i>	
Grid Diameter	100 cm
Frame Thickness	5 mm
Ring Material	low radioactivity SS 316Ti
Wire Diameter	140 μm
Wire Spacing	5 mm
Grid Optical Transparency	97%
<i>Inner Cryostat</i>	
Height	160 cm
Diameter	104 cm
Volume	1.389 m ³
Total LXe Mass/Volume	2400 kg/0.85 m³

Figura 2.4: Rappresentazione schematica della TPC dell'esperimento XENON1T (sinistra), in costruzione dall'estate 2013 ai LNGS, e tabella riassuntiva con le principali caratteristiche tecniche (destra) [46].

cm di diametro e 95 cm di altezza, rivestito all'interno di PTFE, efficace riflettore di raggi VUV. Il campo elettrico di deriva sarà pari a 1 kV/cm, mentre quello di estrazione sarà dell'ordine di 100 kV/cm; l'efficienza di estrazione risulta di circa il 100%. La raccolta della luce avverrà tramite due gruppi di PMT Hamamatsu R11410 3" [47] ad elevata efficienza quantica ($\sim 35\%$ per lunghezze d'onda di circa 178 nm) e bassa radioattività, per un totale di 248 PMT, di cui 127 disposti sul top array e 121 sul bottom array (Fig. 2.5).

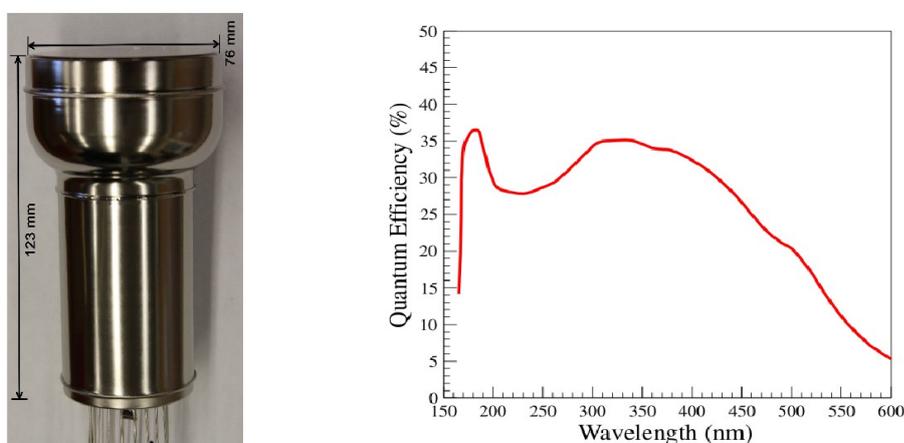


Figura 2.5: *Fotomoltiplicatore Hamamatsu R11410 (sinistra) che sarà situato nella TPC di XENON1T ed efficienza quantica (destra), che presenta un picco del 35% nella regione di lunghezza d'onda 178 nm.*

Per immagazzinare lo LXe, ci si servirà di un serbatoio dedicato, denominato ReStoX (*Recovering and Storage system of XENON1T*), dotato di doppia parete con vuoto isolante in acciaio inox a bassa radioattività [48]. La massa totale di xeno liquido sarà mantenuta in tale contenitore ed al momento dell'utilizzo verrà portata all'interno del rivelatore, attraverso pressurizzazione della tanica per opera di un opportuno "riscaldatore" posto alla base.

2.3 Contributi al fondo

Per migliorare la sensibilità alle sezioni d'urto WIMP-nucleo di due ordini di grandezza è necessario ridurre il più possibile tutte le sorgenti di background. In XENON1T le principali sorgenti di segnale dovute al fondo sono di 3 tipi: fondo interno, intrinseco ed esterno.

2.3.1 Fondo interno

Il fondo interno è dovuto alla radioattività dei materiali che costituiscono il rivelatore; per la realizzazione di XENON1T è stata svolta una campagna di studio al fine di scegliere materiali ultrapuri. È stato infatti stabilito che si utilizzerà un criostato in acciaio inox e saranno installati nella TPC dei PMT non dotati della catena di resistenze standard.

Alcuni elementi, come il ^{40}K e ^{60}Co , presenti all'interno dei materiali utilizzati per la TPC, decadono emettendo gamma che possono provocare il rinculo di elettroni. Questo tipo di fondo può essere ridotto diminuendo il volume fiduciale dello xeno, in maniera da utilizzare parte del rivelatore come schermo per il volume più interno. Dalle simulazioni si evince che il numero di eventi di fondo si riduce a 0.07 ev/ton/anno.

Un'altra contaminazione è dovuta al rinculo nucleare in seguito a reazioni del tipo (α, n) , che coinvolgono le catene di decadimento di U/Th, presenti nel materiale di cui è costituito il rivelatore. Per ridurre tale fondo si sfrutta il fatto che i neutroni producono interazioni multiple, soppresse dalle bassissime sezioni d'urto delle WIMP, con un numero atteso di eventi pari a 0.1 ev/ton/anno.

In conclusione, il fondo interno totale è di gran lunga inferiore al tasso atteso di eventi da WIMP di massa 100 GeV e sezione d'urto 10^{-47} cm², il cui valore è di circa 1.1 ev/ton/anno.

2.3.2 Fondo intrinseco

Il fondo intrinseco è dovuto principalmente alla contaminazione dello xeno dal ^{85}Kr , che decade β con energia pari a 687 keV e tempo di dimezzamento pari a 10.76 anni, e dal Rn. Per mantenere una soglia bassa di questo tipo di fondo si richiede un livello di contaminazione inferiore ad 1 ppt.

Lo xeno che normalmente si trova in commercio presenta una contaminazione da ^{85}Kr al livello di 1 ppm, troppo elevata per essere utilizzato direttamente. Si può ridurre tale impurità attraverso una colonna di distillazione che sfrutta le diverse temperature di ebollizione (120 K per il Kr e 165 K per lo Xe, ad 1 atm), abbassando la concentrazione del Kr a livello di 1 ppt, con velocità di circa 0.6 kg/h.

Si sta studiando anche un metodo di purificazione dal Rn, che avverrebbe durante la ricircolazione dello xeno. Si potrebbero utilizzare atomi di carbonio, ottimi assorbitori di Rn. Dato che il carbonio può assorbire anche lo xeno, la purificazione potrebbe essere effettuata a temperature di poco superiori a quella di liquefazione, sfruttando la maggiore mobilità del Rn allo stato gassoso.

È inoltre importante ridurre la presenza di impurità elettronegative, quali O_2 e H_2O , che a causa dell'ampia regione di deriva nella TPC di XENON1T (circa 95 cm), devono mantenere concentrazioni sotto ad 1 ppm. Il livello di purezza dello xeno deve chiaramente essere mantenuto anche nelle fasi successive al riempimento del rivelatore, ma ciò costituisce un problema, dato che lo xeno liquido risulta essere un solvente efficace e quindi può catturare impurità a contatto con i materiali che costituiscono il rivelatore stesso.

2.3.3 Fondo esterno

Il fondo esterno è dovuto alla radioattività ambientale, cioè γ e neutroni di bassa energia (< 10 MeV) dalla roccia, ed a reazioni indotte da muoni cosmici, che producono neutroni di alta energia (fino a qualche decina di GeV). Entrambi questi contributi possono essere ridotti utilizzando uno strato d'acqua pura di opportuno spessore contenuta in una così detta *water tank*, all'interno della quale sarà situata la TPC (Par. 2.4).

Neutroni e gamma dalla roccia Il flusso dei γ da radioattività ambientale è stato misurato nella sala sperimentale B dei LNGS. Sono poi state effettuate simulazioni Monte Carlo su tale flusso al variare dello spessore d'acqua attraversato. Dai risultati si osserva che uno spessore d'acqua di 3 metri (equivalente alla schermatura offerta da uno strato di 20 cm di piombo), permette una riduzione del flusso di γ di un fattore 10^5 (Fig. 2.6). Aggiungendo un taglio fiduciale di 10 cm nello strato più esterno dello LXe di XENON1T, inoltre, il fondo si riduce a 0.05 eventi/ton/anno, valore in accordo con le sensibilità che si vogliono raggiungere.

Uno strato d'acqua di spessore di qualche metro è anche sufficiente a ridurre a livelli trascurabili il contributo al fondo dovuto a neutroni prodotti nella roccia da reazioni (α, n) da parte di ^{238}U e ^{232}Th . Ad esempio, in 1 metro d'acqua il flusso di neutroni con energia dell'ordine del MeV è ridotto di un fattore 10^6 , rendendo il contributo di tale fondo praticamente trascurabile.

Neutroni indotti da muoni I neutroni prodotti da reazioni di spallazione o da sciami dovuti a muoni cosmici, costituiscono un ulteriore contributo al fondo esterno. Con un'energia dell'ordine delle decine di GeV, tali neutroni possono penetrare lo spessore d'acqua e giungere nella TPC, simulando l'interazione di una WIMP.

Per ridurre questo tipo di background si utilizzerà l'acqua, oltre che come mezzo schermante, come emettitore Cherenkov. I muoni cosmici, infatti, si possono rivelare attraverso la radiazione che emettono quando attraversano

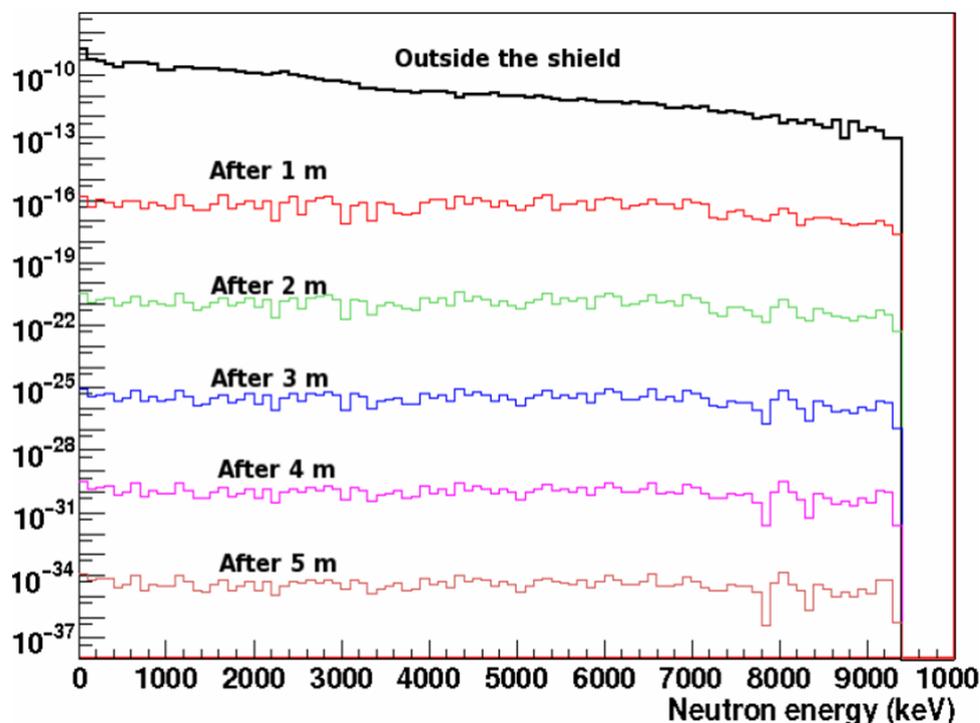


Figura 2.6: *Flusso di neutroni provenienti dalla radioattività del calcestruzzo, misurato nella Hall B dei LNGS (linea nera) e simulazioni Monte Carlo dello spettro energetico dei neutroni per diversi spessori d'acqua attraversata (linee colorate) [46].*

l'acqua. Poichè i neutroni indotti possono propagarsi anche a grandi angoli rispetto alla traccia del muone che li ha generati, vi sono eventi in cui il muone non passa nello strato d'acqua, perciò non produce luce Cherenkov. In tali eventi l'identificazione del neutrone risulta più complessa.

Le simulazioni evidenziano che variando da 3 a 5 m lo spessore dello strato d'acqua attorno al criostato, dal 96% al 99.5% dei neutroni sono moderati e fermati. Con uno spessore d'acqua di 4 m, si ottiene una riduzione del flusso di neutroni di 1.1% rispetto a quello uscente dalla roccia. Propagando le tracce dei neutroni superstiti all'interno dello LXe si ottiene un numero di eventi di interazione singola nel volume fiduciale pari a 0.15 eventi/ton/anno, ben al di sotto del segnale atteso da WIMP.

Infine vi sono neutroni prodotti dall'interazione dei muoni con i materiali che costituiscono il rivelatore stesso. Tali neutroni possono essere estremamente pericolosi se il muone non può essere identificato a causa di una inefficienza nella rivelazione della luce Cherenkov. Da simulazioni Monte Carlo si evince che la maggior parte dei neutroni di questo tipo è prodotta nel

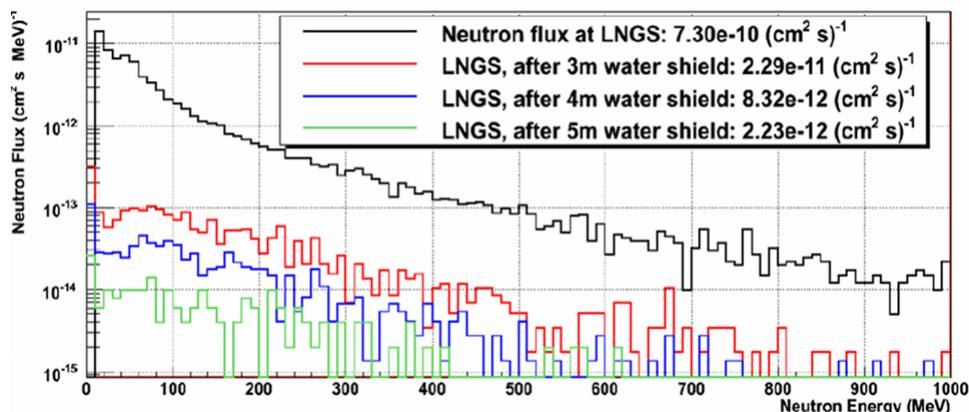


Figura 2.7: *Flusso di neutroni indotti da muoni cosmici, misurato nella Hall B dei LNGS (linea nera) e simulazioni Monte Carlo dello spettro energetico dei neutroni per diversi spessori d'acqua attraversata (linee colorate) [46].*

criostato e con il taglio per il volume fiduciale si ottiene un totale di eventi pari a 0.18 eventi/ton/anno.

Si può dunque affermare che uno strato d'acqua di spessore 4 m e l'impiego di fotomoltiplicatori per rivelare la radiazione Cherenkov prodotta dal passaggio dei muoni in acqua, è sufficiente per ridurre il fondo da gamma e neutroni al di sotto dei livelli desiderati.

2.4 Water tank e veto di muoni per l'esperimento XENON1T

Nell'esperimento XENON1T la TPC, contenuta in un criostato, sarà collocata al centro della *water tank*, un cilindro di 4.8 m di raggio e 10.5 m di altezza, riempito d'acqua pura (Fig. 2.8). Essa fungerà sia da schermo contro la radiazione esterna, sia da veto di muoni, sfruttando l'effetto Cherenkov per osservare i fotoni prodotti dal passaggio dei muoni cosmici e dello sciame di particelle secondarie in acqua. I muoni che raggiungono la sala B dei LNGS presentano un flusso di $(3.31 \pm 0.03) \mu/\text{cm}^2\text{s}$ e un'energia media di 320 GeV [41]. Considerando le dimensioni della water tank, dunque, il rate di muoni risulta ~ 0.1 Hz.

La water tank sarà equipaggiata da fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 ASSY 8" ad alta efficienza quantica (HQE, *High Quantum Efficiency*) [49]. Le pareti della water tank saranno ricoperte da un foglio riflettente speculare DF2000MA, con riflettività superiore al 99% [50]. Esso inoltre funziona



Figura 2.8: *Rappresentazione schematica della water tank con gli 84 PMT del muon veto. Al suo interno è situato il criostato.*

anche da WLS (*Wave Length Shifter*), spostando le lunghezze d'onda della radiazione UV emessa per effetto Cherenkov verso il blu, regione di massima efficienza per i PMT del muon veto. Lo stesso foglio riflettente è stato utilizzato dall'esperimento GERDA per il doppio decadimento beta senza neutrini, operativo ai LNGS [51].

2.4.1 Configurazione finale del veto di muoni

L'ottimizzazione della disposizione dei PMT del muon veto e del *trigger* è stata ottenuta da simulazioni Monte Carlo [52].

I possibili casi che si possono presentare in seguito all'interazione dei muoni e che sono stati studiati sono principalmente due:

- i muoni passano all'interno della water tank (*muon event*) e la radiazione Cherenkov è prodotta direttamente dai muoni (1/3 dei casi);
- i muoni passano fuori dalla water tank (*shower event*) e la radiazione Cherenkov è prodotta dalle particelle cariche appartenenti allo sciame generato (2/3 dei casi).

Il secondo caso risulta più complesso da rivelare, in quanto il muone non è rivelato direttamente, ma attraverso uno sciame di particelle secondarie che entrano nella water tank.

Geometria dei PMT Per quanto riguarda la disposizione ed il numero dei PMT nella water tank, sono state fatte simulazioni considerando le seguenti diverse configurazioni:

- quantità di PMT sulla superficie laterale della water tank: 100%, 95%, 90%, 0%;
- posizione dei PMT: esagonale o circolare, allineati o non allineati;
- numero di PMT: 48, 60, 72, 84, 96, 108, 168, 348, 1848, 3504, 9034.

La configurazione che offre la maggiore efficienza per il muon veto risulta, sia per il caso muon-event, sia per il caso shower-event, un anello di PMT sul tetto ed uno sul pavimento della water tank, con 4.5 m di raggio e tre anelli allineati di PMT sulla superficie laterale, tutti rivolti verso il centro (Fig. 2.8). Infatti gli eventi in cui i muoni attraversano solo lo strato più esterno di acqua sono rivelati efficacemente se i PMT del tetto e del pavimento sono posizionati nel punto più periferico. Anche per quanto riguarda gli sciami, la maggior parte della luce è depositata nella zona più esterna del volume di acqua.

Una volta stabilita la migliore disposizione dei PMT, sono state effettuate simulazioni per ottimizzare il numero di fotomoltiplicatori da utilizzare; per avere una buona efficienza di muon-events basterebbero 48 PMT, che non risultano però sufficienti ad identificare gli shower-events con una buona efficienza. Si può avere una massima efficienza del 70% per shower-events se si usano 84 PMT in totale: 24 nel tetto, 24 nel pavimento e 36 nella superficie laterale della water tank.

Trigger per muoni Sono state simulate 80 diverse possibilità di trigger per identificare gli eventi di neutroni indotti da muoni, in particolare:

- trigger per ogni PMT: da 1 a 20 fotoelettroni;
- trigger per ogni evento: coincidenza di un numero di PMT che varia da 2 a 5.

La coincidenza di 4 PMT con soglia di discriminazione di un fotoelettrone è risultata la migliore scelta per il trigger, in maniera da mantenere al livello dell'Hz il numero di coincidenze accidentali con il conteggio di buio. Tale scelta è anche supportata dai risultati dei test dei PMT, dei quali si discuterà nei prossimi capitoli.

Le simulazioni hanno permesso di valutare il massimo intervallo di tempo per l'arrivo dei fotoni tra il primo ed il quarto PMT che partecipano al trigger;

tale intervallo temporale è risultata pari a circa 300 ns, con una distribuzione più allargata nel caso di shower-events (Fig. 2.9). L'ulteriore richiesta sul trigger è dunque che la coincidenza del segnale avvenga su 4 PMT ed entro una finestra temporale di 300 ns, che corrisponde proprio al tempo di volo dei muoni nei 10 m della water tank.

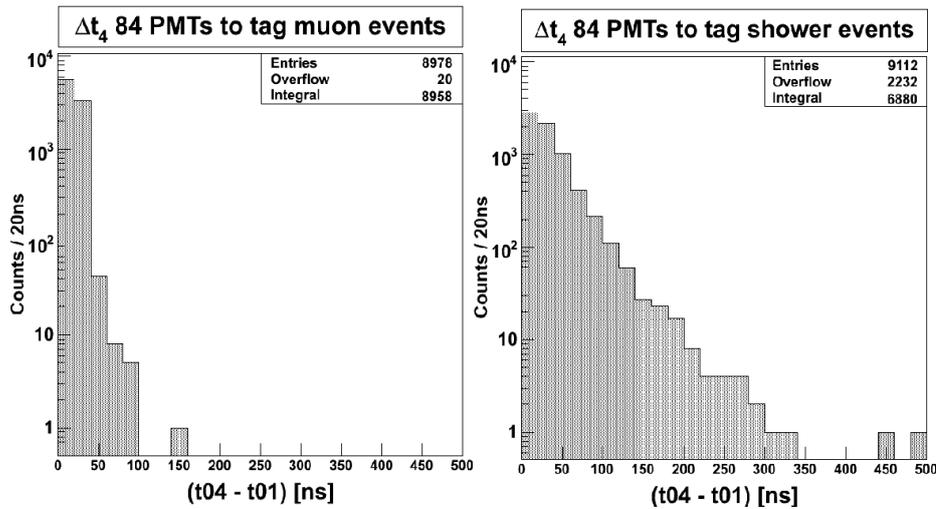


Figura 2.9: *Distribuzione della massima differenza temporale d'arrivo del segnale con almeno 4 PMT in coincidenza per muon-event (sinistra) e shower-event (destra) [52]. I parametri fissati sono l'utilizzo del foglio riflettente DF2000MA e 84 PMT nella water tank già disposti nella geometria ottimizzata.*

Configurazione finale Per concludere, in seguito alle simulazioni Monte Carlo è stato stabilito che il sistema di veto per muoni sarà così realizzato:

- pareti della water tank completamente ricoperte da un foglio riflettente speculare (DF2000MA);
- utilizzo di 84 PMT Hamamatsu 8" R5912ASSY HQE così disposti: 24 in alto, 24 in basso (unico anello) e 36 laterali (3 anelli da 12 PMT ciascuno), vedi Fig. 2.8;

- trigger: coincidenza di 4 PMT in una finestra temporale di 300 ns, per segnali sopra al singolo fotoelettrone.

L'efficienza del veto di muoni risulterà pari al $(99.78 \pm 0.05)\%$ per i muon-event (1/3 dei casi totali) e al $(71.4 \pm 0.5)\%$ per gli shower-event (2/3 dei casi totali).

Capitolo 3

Test in aria di 50 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY HQE

Il rivelatore XENON1T è situato al centro di una water tank cilindrica, contenente acqua ultrapura ed equipaggiata di 84 fotomoltiplicatori 8" Hamamatsu R5912ASSY HQE. La water tank funge sia da schermo passivo per γ e neutroni di bassa energia, sia da veto di muoni (o *muon veto*), grazie alla rivelazione della radiazione Cherenkov prodotta dai μ quando attraversano l'acqua.

I fotomoltiplicatori per il sistema di veto di muoni di XENON1T sono stati acquistati una parte dalla Sezione INFN di Bologna (50 fotomoltiplicatori) e una parte dall'Università Johannes Gutenberg di Mainz (JGU), in Germania (40 fotomoltiplicatori). Sono stati quindi preparati e realizzati due setup di test, uno a Bologna ed uno a Mainz.

I test in aria dei 50 PMT del muon veto sono stati effettuati presso i laboratori della Sezione INFN di Bologna tra Novembre 2012 e Marzo 2013.

3.1 Il Fotomoltiplicatore

Il fotomoltiplicatore (*PhotoMultiplier Tube*, PMT) è un dispositivo che trasforma un segnale luminoso in segnale elettrico, sfruttando l'effetto fotoelettrico: un raggio gamma di frequenza ν e lunghezza d'onda λ che incide contro un materiale con potenziale di estrazione Φ , emette un elettrone con energia:

$$E_e = h\nu - \Phi. \quad (3.1)$$

I fotoni colpiscono un catodo, detto *fotocatodo*, ricoperto da uno strato di materiale che favorisce l'effetto fotoelettrico; gli elettroni emessi, chiamati *fotoelettroni*, sono poi opportunamente amplificati.

Allo scopo di amplificare il numero di fotoelettroni generati si sfrutta il fenomeno dell'emissione secondaria di elettroni o elettromoltiplicazione. Infatti all'interno del PMT vi è una catena di elettrodi, denominati *dinodi*, che genera un campo elettrico in grado di accelerare gli elettroni provenienti dal catodo. In particolare il campo elettrico è disegnato in modo da focalizzare i fotoelettroni; quando i fotoelettroni giungono al primo dinodo cedono ad esso energia provocando l'emissione di *elettroni secondari*. Il sistema è progettato in modo che ciascun elettrone secondario sia accelerato verso il dinodo successivo, causando l'emissione di altri elettroni. Si crea così un fenomeno di moltiplicazione a valanga tra i vari stadi, che fa sì che al termine della catena di dinodi, cioè all'anodo, giunga un numero di elettroni tale da generare un segnale misurabile. Grazie a questo processo infatti anche un singolo raggio gamma che colpisce il fotocatodo può generare una corrente elettrica misurabile.

Attraverso un opportuno partitore resistivo si distribuisce il voltaggio alla catena di dinodi; negli ultimi dinodi sono tipicamente impiegati dei condensatori per bilanciare la corrente elettronica che si è generata. Inoltre, per far sì che nel cammino fino all'anodo gli elettroni non perdano la loro energia interagendo con l'aria, soprattutto nella zona tra il fotocatodo ed il primo dinodo, nel fotomoltiplicatore deve essere mantenuto il vuoto. Le linee di campo elettrico tra la il catodo ed il primo dinodo devono essere tali da far convergere tutti gli elettroni sul dinodo contemporaneamente, mantenuti isocroni anche sui dinodi successivi, in modo che il segnale finale prodotto risulti un picco molto stretto (Fig. 3.1 [43]).

Le principali caratteristiche tecniche legate al fotomoltiplicatore sono:

- l'efficienza quantica del fotocatodo;
- il guadagno;
- i conteggi di buio o *dark rate*;
- gli impulsi secondari o *afterpulse*.

3.1.1 Efficienza quantica

L'efficienza quantica, o *Quantum Efficiency* (QE), indica la misura dell'efficienza di conversione della luce, ovvero fotoni, in fotoelettroni; si definisce

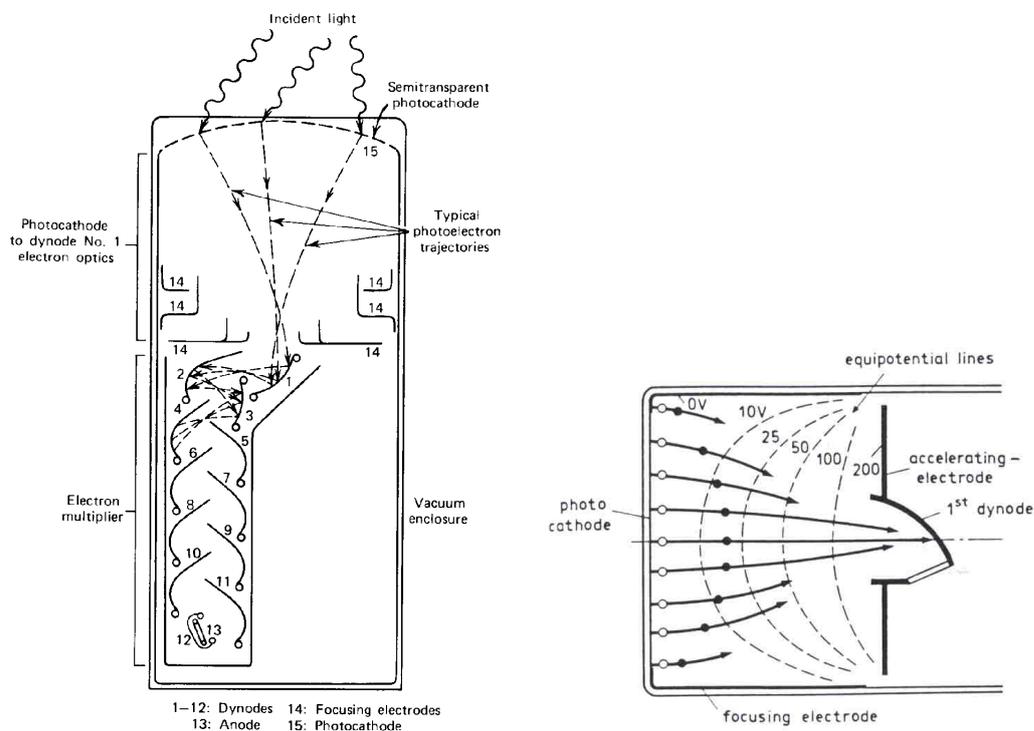


Figura 3.1: Schema interno di un fotomoltiplicatore in cui è mostrata la catena di dinodi (sinistra) e zoom nella regione del catodo, dove il campo elettrico focalizza gli elettroni sul primo dinodo (destra).

come:

$$\eta(\lambda) = \text{numero} \frac{e^- \text{ emessi}}{\gamma \text{ incidenti}} \text{ al catodo.} \tag{3.2}$$

La QE è una quantità dipendente dalla lunghezza d'onda λ della luce incidente e tipicamente presenta un picco in un ristretto intervallo. Per aumentare la sensibilità del PMT alla luce ultravioletta, nelle lunghezze d'onda comprese tra [400,500] nm, si utilizza una finestra di quarzo, con efficienza quantica del 30-35% in questo intervallo.

Il fotocatodo può generalmente essere costituito da un materiale metallico o da un semiconduttore: nel primo caso la QE risulta dell'ordine di qualche %, nei semiconduttori risulta di 10-30%. Infatti nei metalli, benchè la sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico sia alta, gli elettroni che riescono a fuoriuscire sono solo quelli più superficiali, mentre nei semiconduttori non è il singolo elettrone a muoversi, ma la coppia e^- - lacuna.

3.1.2 Guadagno

In un fotomoltiplicatore, il numero di elettroni raccolti all'anodo per unità di fotoelettroni emessi dal catodo è detto *guadagno*. Si definisce *fattore di moltiplicazione* la quantità $\delta = \frac{e^- \text{ secondari}}{e^- \text{ primari}}$, che rappresenta il guadagno di un singolo dinodo ed ha un valore tipicamente compreso tra 2-5. Il fattore di moltiplicazione è proporzionale alla tensione di alimentazione:

$$\delta \propto (V_{\text{dinodo}})^\alpha, \quad (3.3)$$

dove V_{dinodo} è la tensione applicata ad un dinodo e α è un fattore correttivo, tipicamente $0.7 \leq \alpha \leq 0.8$. Il guadagno totale G di un fotomoltiplicatore è dato dal prodotto dei guadagni dei singoli dinodi:

$$G = \prod_{i=1}^N \delta_i \quad (3.4)$$

dove N è il numero di dinodi. Nel caso in cui il fattore di moltiplicazione sia lo stesso per tutti i dinodi, il guadagno risulta [43]:

$$G = \delta^N = [A(V_{\text{dinodo}})^\alpha]^N = \frac{A^N}{(N+1)^{\alpha N}} V^{\alpha N} \propto V^{\alpha N}, \quad (3.5)$$

con A costante di proporzionalità e V tensione di alimentazione del fotomoltiplicatore, che vale $V = (N+1)V_{\text{dinodo}}$. Questa equazione mostra che vi è una relazione di potenza tra il guadagno del PMT e la tensione alla quale è alimentato.

Per un PMT con 10-14 dinodi il guadagno è tipicamente compreso tra $10^5 - 10^9$.

3.1.3 Dark rate

Il rumore di fondo dei fotomoltiplicatori è chiamato dark rate e rappresenta il livello di conteggi del PMT in assenza di fotoni incidenti al fotocatodo.

Il dark rate è causato specialmente dagli elettroni emessi termoionicamente dal fotocatodo e dai dinodi, oltre che da effetti minori, quali: corrente di perdita dovuta alla conducibilità degli elettrodi, effetti di campo che sollecitano la produzione di elettroni in corrispondenza delle punte ed emissione di fondo indotta sia dalla radioattività del materiale di cui è costituito il PMT, sia dai raggi cosmici. Gli elettroni emessi acquistano energia poichè accelerati dal campo elettrico e quando incidono sui dinodi estraggono elettroni secondari, producendo il fenomeno a valanga del tutto analogo a quello prodotto da un segnale fisico.

3.1.4 Afterpulse

Nonostante i tentativi di creare il vuoto, all’interno del fotomoltiplicatore è presente una quantità di gas residuo ed i fotoelettroni che seguono le linee del campo elettrico nel cammino dal catodo all’anodo hanno una certa probabilità di urtare tali molecole [53]. Il gas residuo presente nel PMT è principalmente costituito da H_2 , He e CO_2 . In seguito all’urto, le molecole di tale gas possono essere ionizzate in coppie $ione^+ - e^-$: mentre gli elettroni proseguono nel cammino indotto dal campo elettrico, mescolandosi con i fotoelettroni generati dal γ incidente sul catodo, gli $ioni^+$ si muovono verso il fotocatodo, sul quale possono arrivare con energia sufficiente per liberare elettroni. Gli elettroni estratti seguono lo stesso cammino dei fotoelettroni, producendo un segnale ritardato rispetto a quello “vero”, o *afterpulse*.

Una sorgente secondaria di afterpulse è dovuta a quegli elettroni che colpiscono un dinodo con un urto quasi elastico; l’effetto di tale urto fa tornare gli elettroni al dinodo precedente, per poi ripercorrere le linee del campo elettrico, producendo così un segnale ritardato.

L’intervallo di tempo tra il segnale principale (o *prompt*) e l’afterpulse è dell’ordine del μs . Se gli afterpulse fossero causati solamente dalla ionizzazione del gas residuo nel PMT, il tempo di arrivo dell’afterpulse dipenderebbe della molecola urtata ed in particolare dal rapporto m/q , dove m e q sono rispettivamente la massa e la carica di tale molecola. Infatti l’intervallo temporale tra il segnale ed il relativo afterpulse si può esprimere come segue [54]:

$$t = \int_{s_0}^L \frac{1}{v} ds = \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{s_0}^L \frac{1}{\sqrt{V(s_0) - V(s)}} ds \approx \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L, \quad (3.6)$$

dove L e V_0 sono rispettivamente la distanza e la differenza di potenziale tra il catodo e il primo dinodo, s è una generica posizione in questa regione e s_0 è il punto in cui avviene la ionizzazione. L’ultima uguaglianza segue dall’assunzione, piuttosto realistica per un PMT emisferico di grandi dimensioni, che il potenziale sia quadratico: $V(s) = V_0 \left(1 - \frac{s}{L}\right)^2$. Un potenziale di questo tipo fa sì che il tempo di arrivo di un afterpulse sia indipendente dalla posizione in cui avviene l’urto dell’elettrone con la molecola di gas residuo.

3.2 I Fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 ASSY HQE 8”

I fotomoltiplicatori scelti per il veto di muoni sono gli Hamamatsu R5912 ad alta efficienza quantica (HQE), dotati di 10 dinodi e di un fotocatodo bialcale



Figura 3.2: *Fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912.*

con superficie emisferica di dimensione 20 cm (Fig. 3.2).

I fotomoltiplicatori sono realizzati in modo da poter operare in acqua e sottoposti ad alte pressioni, condizioni che si presenteranno all'interno della water tank di XENON1T.

I PMT Hamamatsu R5912 sono sensibili a fotoni con lunghezza d'onda nell'intervallo tra [300,650] nm e presentano un picco di efficienza quantica

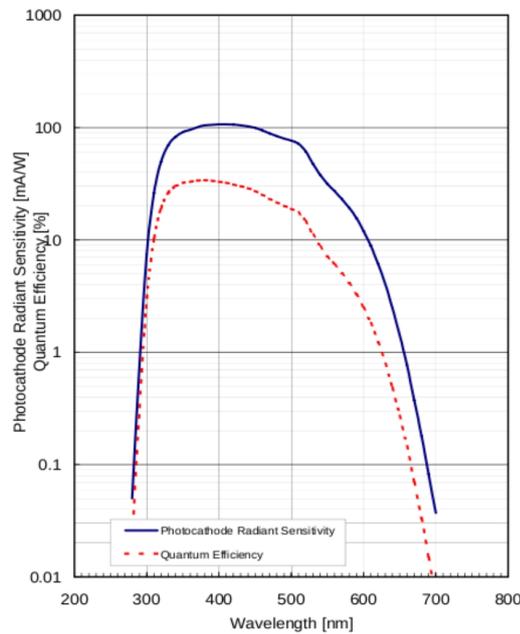


Figura 3.3: *Efficienza quantica tipica del fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912 HQE: il valore massimo di QE è 34.1% per $\lambda = 380$ nm.*

pari a circa il 35% per $\lambda \sim 390$ nm (Fig. 3.3).

I fotomoltiplicatori sono dotati ciascuno di due cavi, uno per il segnale raccolto e l'altro per la tensione di alimentazione; tali cavi sono tenuti insieme da una guaina protettiva a tenuta d'acqua ed hanno una lunghezza di 30 m. La scelta della versione di PMT con due cavi distinti per la tensione ed il segnale, al posto del singolo cavo (opzione base in cui tensione e segnale viaggiano sullo stesso cavo), è stata compiuta in seguito ad uno studio sulle due configurazioni, con la conclusione che non si presentano particolari differenze [55]. In Fig. 3.4 è mostrato lo schema del circuito dei fotomoltiplicatori R5912.

La casa produttrice Hamamatsu ha fornito, per ciascun fotomoltiplicatore R5912, il valore di tensione nominale (mediamente pari a 1500 V) tale per cui il guadagno sia $G = 10^7$. In realtà da test preliminari svolti a Bologna su un fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912, alimentato alla tensione nominale, si è osservato un guadagno inferiore. Tale differenza è da imputare al fatto che i test svolti dalla casa madre per valutare la tensione nominale sono stati eseguiti senza i 30 m di cavo, in cui si ha un'attenuazione del segnale.

Nei fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 la saturazione del segnale, ovvero la perdita della linearità tra lo stesso ed i fotoelettroni prodotti dal catodo, si manifesta per segnali di minimo di 200 fotoelettroni. Il fenomeno di deviazione dal regime lineare è stato studiato in una piccola water tank situata nei laboratori della Sezione INFN di Bologna [56]; la non linearità nella risposta dei PMT per alti valori di carica raccolta non rappresenta un problema ai fini dell'utilizzo dei PMT nel sistema di veto di muoni.

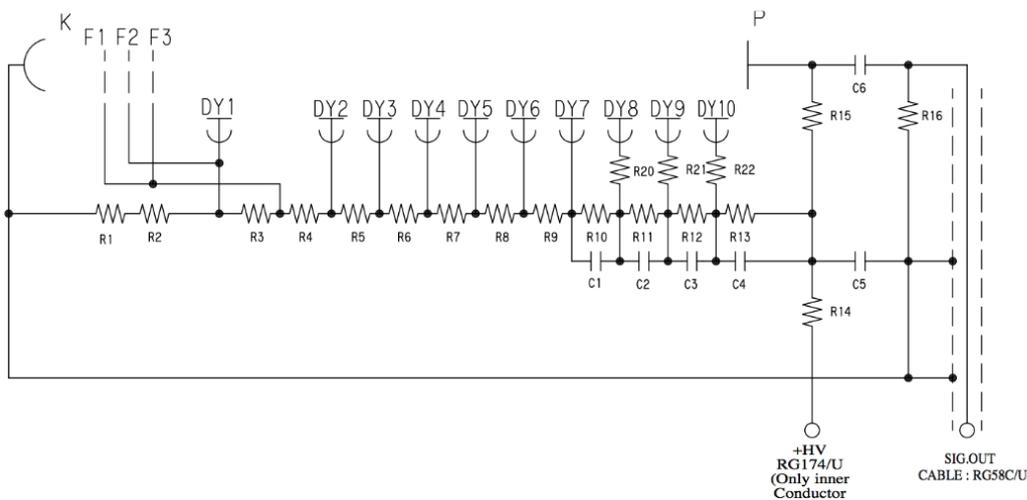


Figura 3.4: Schema elettrico del fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912, dotato di 10 dinodi.

3.3 Setup sperimentale

Per il test dei 50 fotomoltiplicatori è stato preparato un opportuno setup sperimentale. In particolare è stata costruita una scatola a tenuta di luce in legno (o *box*) in cui i PMT sono stati testati, a gruppi di 8 (Fig. 3.5). I 30 m di cavo di ciascun fotomoltiplicatore sono fatti uscire dalla box mediante dei passacavi che garantiscono la tenuta di luce. Per schermare ulteriormente i PMT dalla luce la box è stata coperta con un telo nero. I cavi sono poi saldati ad una *connector box*, in modo da poter essere collegati sia all'alimentazione dell'alta tensione sia al connettore da cui si preleva il segnale (Fig. 3.6).

3.3.1 Sistema di calibrazione

Per effettuare le misure di guadagno e di afterpulse è stato preparato un sistema di calibrazione mediante un LED accoppiato ad una fibra ottica.

Si è utilizzato un LED blu pilotato in tensione mediante il modulo CAEN mod. SP5601. Il LED è interfacciato ad una matassa di 8 fibre raggruppate ad un'estremità. L'altra estremità di ciascuna fibra è ancorata ad un supporto verticale, posizionato vicino al PMT, al cui estremo è fissato un pezzo di PTFE (politetrafluoroetilene o teflon), mostrato in Fig. 3.7. La luce emessa



Figura 3.5: *Particolare del setup sperimentale dei test a Bologna dei fotomoltiplicatori del veto di muoni: due PMT installati nella scatola a tenuta di luce.*



Figura 3.6: *Connector box in cui sono saldati i cavi del segnale e dell'alimentazione del PMT.*

dal LED è trasportata dalla fibra da cui fuoriesce ed è poi riflessa dal PTFE verso il fotocatodo del PMT.

In questa fase dei test, oltre alla caratterizzazione dei PMT, sarà testato il funzionamento del sistema di calibrazione ideato per il veto di muoni.

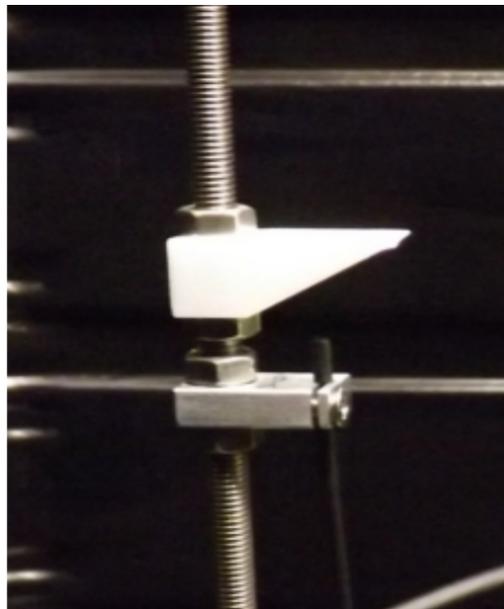


Figura 3.7: *Sistema di calibrazione dei fotomoltiplicatori con un LED (sinistra): la luce è riflessa su un pezzo di PTFE (destra), prima di giungere al fotocatodo.*

3.3.2 Elettronica

L'elettronica utilizzata per i test consiste in:

- 2 ALIMENTATORI CAEN mod. N1470 a 4 canali ciascuno, per alimentare i PMT;
- 1 Digitizer CAEN mod. V1724 a 8 canali (fADC, *flash Analog to Digital Converter*), per misurare la carica raccolta all'anodo;
- 2 DUAL TIMER CAEN mod. N93B, per generare un segnale di lunghezza temporale fissata;
- 1 adattatore NIM/TTL CAEN mod. N89 che genera un segnale TTL.

La schematizzazione del setup sperimentale del test è riportata in Fig. 3.8.

Un segnale TTL è generato utilizzando un sistema accoppiato di due DUAL TIMER (che creano un *loop* di impulsi) ed un convertitore NIM/TTL. Il segnale TTL è impiegato come trigger al LED; lo stesso segnale (non

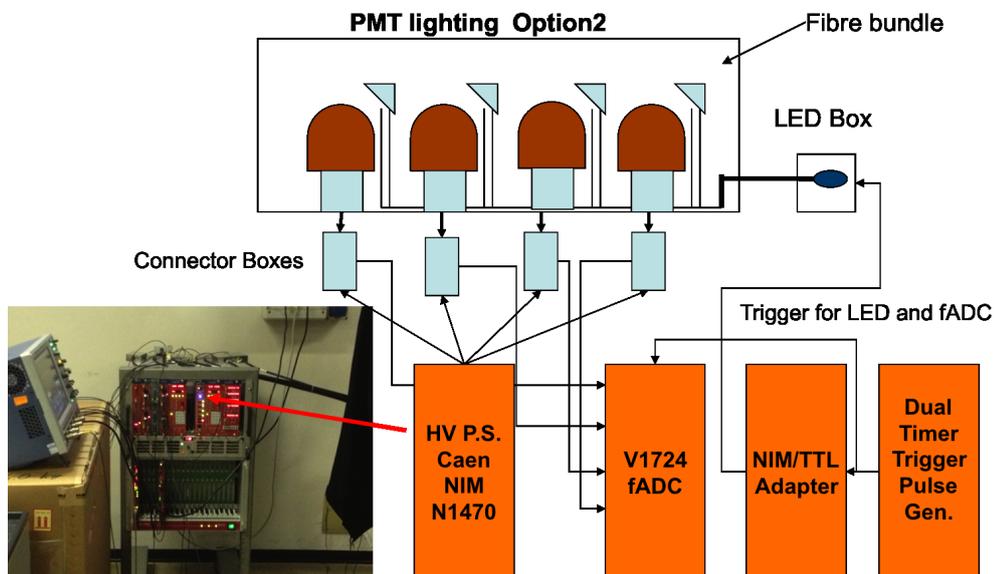


Figura 3.8: Setup sperimentale utilizzato per i test in aria di 50 PMT del veto di muoni.

convertito in TTL) funge da *trigger* per il fADC, che in questa configurazione è utilizzato dunque in modalità “trigger esterno”. L’intervallo temporale tra i due trigger rimane fissato. L’intensità luminosa di emissione del LED è regolata manualmente sul *driver*. Infine il segnale del PMT è inviato al Digitizer.

3.3.3 Acquisizione dati

Il segnale proveniente dal PMT è digitalizzato dal fADC a 14 bit, con *range dinamico* di 2.25 V.

Il sistema di acquisizione (DAQ) è completato da un *bridge* CAEN mod. V1718 connesso via USB ad un computer (sistema operativo *Linux*) sul quale gira il programma di acquisizione dati, sviluppato in linguaggio *C/C++*.

I file prodotti dalla DAQ contengono le *waveform* di ogni evento, cioè il valore (in canali ADC) del segnale per ciascun campionamento, di durata 5.12 μ s; l’evento registrato può essere analizzato via *software*.

In Fig. 3.9 (in alto) è mostrato un esempio di waveform acquisita. In ascissa è riportato il numero del campionamento, corrispondente ad un tempo (un campionamento ogni 10 ns), mentre in ordinata è riportata la misura in unità di ADC. Si può osservare la presenza di un segnale intorno ai 2 μ s.

Ai fini dell’analisi (tramite *ROOT* [57]) risulta utile applicare l’inversione della waveform (Fig. 3.9 in basso). Per eseguire tale operazione si procede alla determinazione della linea di terra del segnale, o *baseline*, attraverso un *fit* lineare nella prima parte della waveform (per 50 campionamenti). Una volta ottenute le waveform invertite è possibile, tramite integrazione, calcolare la carica presente nel segnale.

3.4 Test sistematici

I test in aria dei 50 fotomoltiplicatori per il veto di muoni sono stati svolti a Bologna da Novembre 2012 a Marzo 2013 (a gruppi di 8).

Dopo aver testato il primo gruppo si sono scambiati 8 PMT con Mainz per controllare la conformità dei risultati ottenuti in due differenti setup sperimentali ed utilizzando due diversi *software* di analisi dati. Si è poi proceduto con il test dei restanti 42 PMT mantenendone nel setup uno di Mainz (numero di serie SQ0060) come riferimento.

Ciascun gruppo di PMT è stato testato per circa 10 giorni durante i quali sono state svolte le seguenti misure:

- misure preliminari per valutare il rumore dell’elettronica (1-2 giorni);

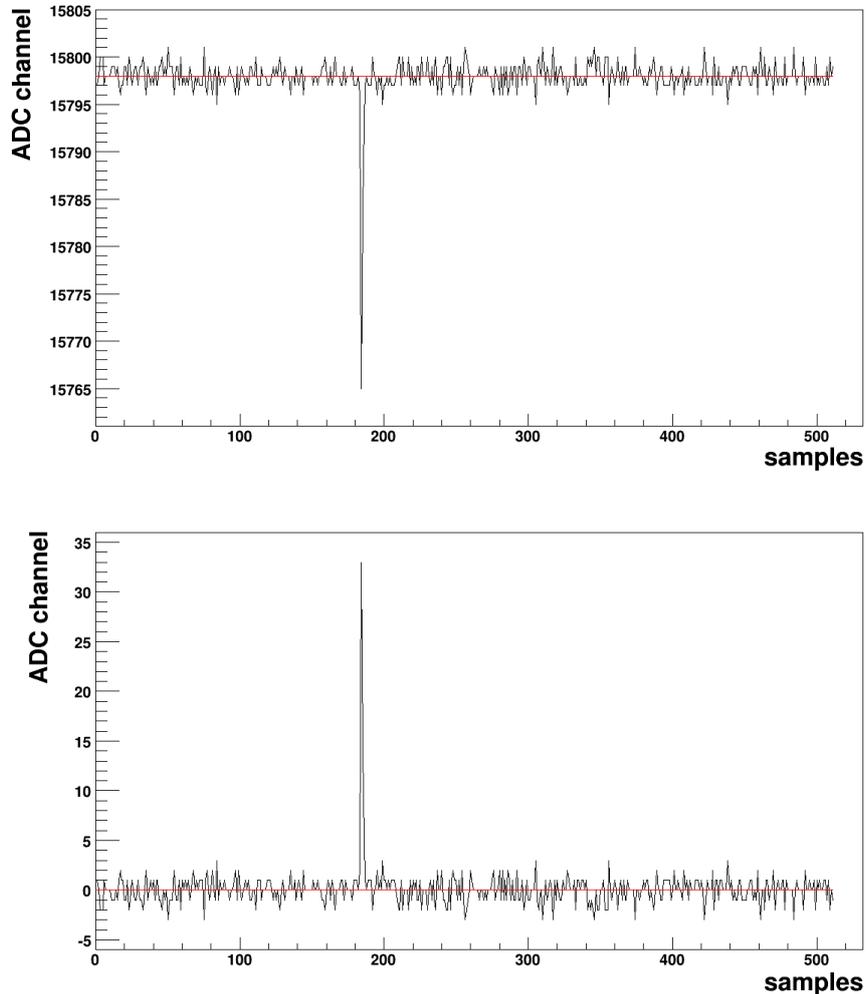


Figura 3.9: *Esempio di waveform di un evento con segnale nella regione intorno ai $2 \mu s$ (in alto) e waveform invertita rispetto alla baseline, di colore rosso (in basso).*

- misure di LED e di piedistallo, alimentando i PMT alla tensione nominale (circa 1 giorno);
- misure di guadagno relativamente a 7 valori di tensione (3-4 giorni);
- misure di afterpulse (1-2 giorni).

Ogni volta che è stata variata la tensione di alimentazione dei fotomoltiplicatori si è attesa qualche ora affinché i PMT si stabilizzassero, prima di procedere con le misure.

Lo scopo dei test è la caratterizzazione dei PMT ed il controllo del corretto funzionamento. I risultati ottenuti dalle misure di guadagno, dark rate e afterpulse sono poi immagazzinati in un database.

3.5 Misure di guadagno

Le misure di guadagno sono state effettuate allo scopo sia di verificare il corretto funzionamento dei PMT, sia per misurare la curva di guadagno (o caratteristica $G - V$, Eq. 3.5) di ogni PMT e verificarne la linearità (in scala $\log G - \log V$). Per tale motivo il guadagno di ciascun PMT è stato misurato relativamente a 7 diverse tensioni di alimentazione, intorno al valore di tensione nominale (o NHV) fornito dal costruttore: NHV-150 V, NHV-100 V, NHV-50 V, NHV, NHV+50 V, NHV+100 V e NHV+150 V.

3.5.1 Spettro di singolo fotoelettrone

La misura di guadagno si ottiene da uno spettro in carica di singolo fotoelettrone, si cercano cioè di riprodurre eventi in cui dal catodo è emesso un solo fotoelettrone (variando l'intensità di luce emessa dal LED). Lo spettro che si ottiene è dominato per lo più dal rumore gaussiano, detto *pedistallo* e centrato a 0 pC, e presenta anche una seconda gaussiana attorno al valore in carica del singolo fotoelettrone. Diminuendo l'intensità di luce del LED la gaussiana del segnale si sposta verso il pedistallo; quando tale gaussiana cessa di muoversi e inizia ad abbassarsi, significa che gli eventi di singolo fotoelettrone si stanno riducendo (Fig. 3.10).

Gli spettri in carica sono stati ricavati da *run* in cui si usa il LED per illuminare la fibra, o *run* di LED (frequenza di trigger 200 Hz e finestra di campionamento di 5.12 μ s).

In fase di analisi dati per ogni evento si calcola la carica raccolta all'anodo integrando per 70 ns il segnale attorno al suo picco (ricercato in una finestra fissa di 200 ns).

Gli spettri di singolo fotoelettrone così ottenuti sono fittati utilizzando una funzione composta da due gaussiane, più un contributo esponenziale:

$$f(x) = A_N e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_N}{\sigma_N} \right)^2} + A_{s.p.e.} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_{s.p.e.}}{\sigma_{s.p.e.}} \right)^2} + p_0 \cdot e^{p_1(x - p_2)}, \quad (3.7)$$

dove le due gaussiane sono relative al pedistallo e al segnale, mentre la parte esponenziale rappresenta il contributo dei fotoelettroni sottoamplificati. In particolare, A_N , μ_N e σ_N sono la costante di normalizzazione, il valor medio e la deviazione standard del pedistallo, $A_{s.p.e.}$, $\mu_{s.p.e.}$ e $\sigma_{s.p.e.}$ sono la costante

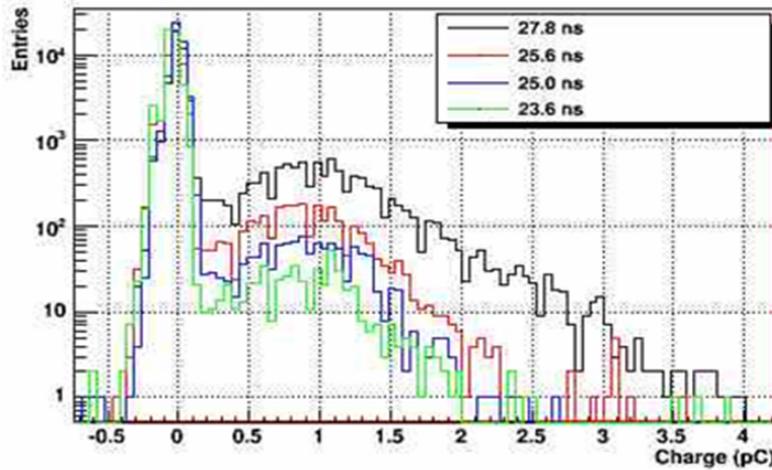


Figura 3.10: Sovrapposizione di spettri in carica di singolo fotoelettrone di un PMT in funzione dell'intensità luminosa, misurata in lunghezza temporale dell'impulso che è inviato al LED [55].

di normalizzazione, il valor medio e la deviazione standard del segnale di singolo fotoelettrone (*Single PhotoElectron*, s.p.e.) mentre p_0 , p_1 e p_2 sono i parametri dell'esponenziale.

Il contributo esponenziale dei fotoelettroni sottoamplificati, nella regione tra le due gaussiane, può essere causato da diversi fenomeni. L'urto inelastico di un fotoelettrone contro il primo dinodo del PMT, dissipando gran parte dell'energia sottoforma di calore, fa sì che quando il fotoelettrone giunge al secondo dinodo abbia acquistato poca energia ed emetta pochi elettroni secondari, producendo un segnale finale di ampiezza inferiore. Inoltre i fotoelettroni che deviano dalle linee di campo elettrico saltando un dinodo, generano un segnale all'anodo ridotto di un fattore pari al guadagno sul dinodo non colpito. Infine, alcuni fotoni attraversano il catodo senza interagire e fanno effetto fotoelettrico sul primo dinodo, producendo un segnale ridotto del valore pari al guadagno del primo dinodo.

In Fig. 3.11 sono riportati gli spettri di singolo fotoelettrone, relativamente ad un gruppo di PMT testati a Bologna ed alimentati alla tensione nominale.

Il guadagno estratto dai parametri del *fit* (Eq. 3.7) dello spettro in carica di singolo fotoelettrone ed il relativo errore sono:

$$G = \frac{\mu_{s.p.e.} - \mu_N}{e} \quad (3.8)$$

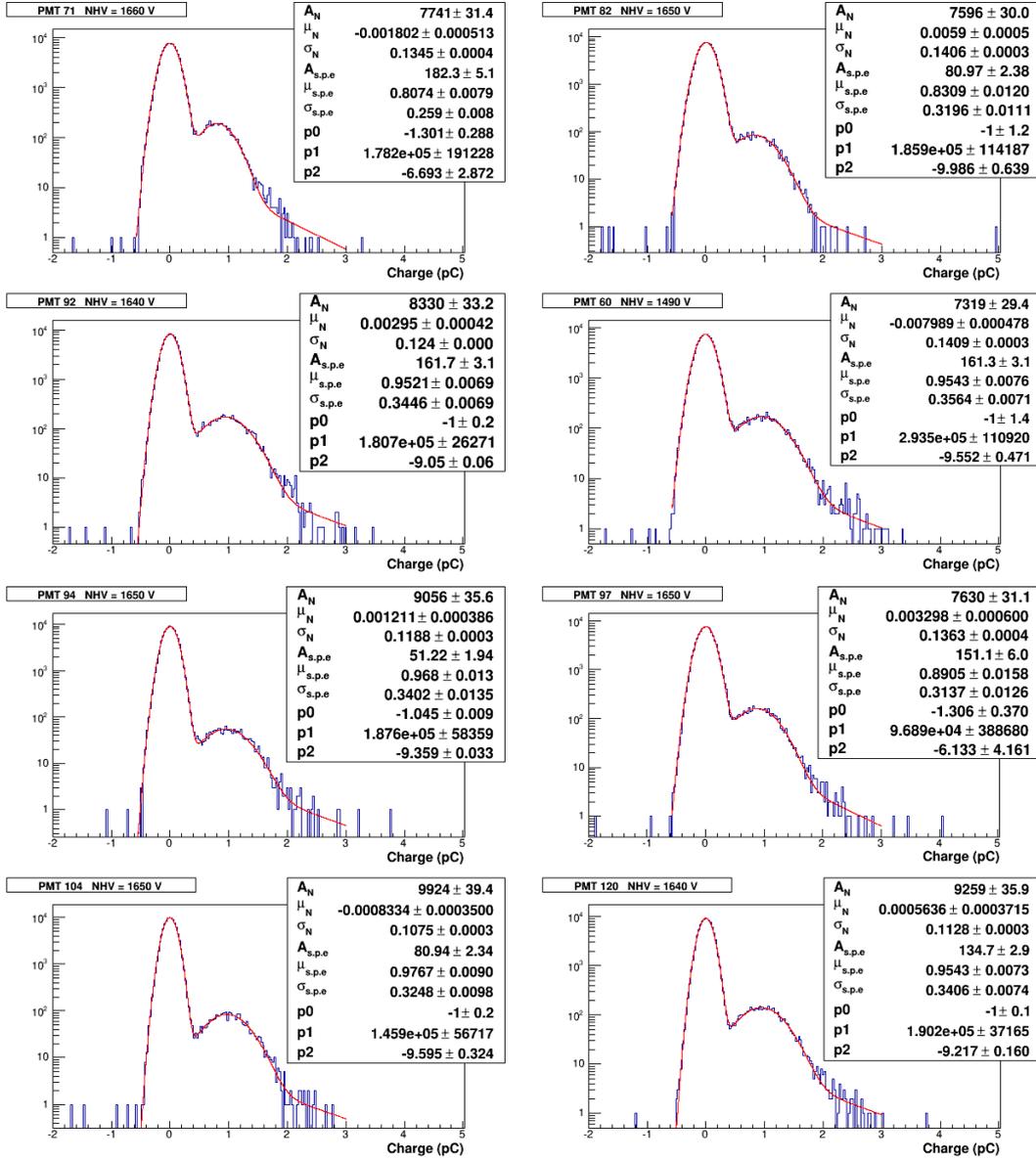


Figura 3.11: Spettri in carica di 8 PMT del settimo gruppo di test con fit di Eq. 3.7 (linea rossa), in scala logaritmica sull'asse y.

$$\Delta G = \sqrt{\left(\frac{\partial G}{\partial \mu_{s.p.e.}} \Delta \mu_{s.p.e.}\right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial \mu_N} \Delta \mu_N\right)^2} = \frac{\sqrt{\Delta \mu_{s.p.e.}^2 + \Delta \mu_N^2}}{e}, \quad (3.9)$$

con e carica dell'elettrone.

In Tabella 3.1 sono riportati i guadagni degli 8 PMT di un gruppo di

PMT nb.	71	82	92	60	94	97	104	120
NHV (V)	1660	1650	1640	1490	1650	1650	1650	1640
$\mu_{s.p.e.}$ (pC)	0.807	0.831	0.952	0.954	0.968	0.891	0.977	0.954
G ($\times 10^7$)	0.505	0.515	0.592	0.601	0.603	0.554	0.610	0.595
ΔG ($\times 10^7$)	0.005	0.007	0.004	0.005	0.008	0.010	0.006	0.005

Tabella 3.1: *Guadagni di 8 PMT estratti dal fit dello spettro di singolo fotoelettrone (Fig. 3.11) e valore medio della relativa carica.*

test e la carica di singolo fotoelettrone. Pur avendo alimentato i PMT alla tensione nominale fornita dal costruttore per avere un guadagno pari a 10^7 , i risultati evidenziano guadagni inferiori del circa 50 %, in accordo con la presenza dei 30 m di cavo.

Le misure di guadagno hanno permesso di individuare due fotomoltiplicatori che presentano comportamento anomalo: il SQ0086, a Bologna, e il SQ0026, a Mainz. Per quanto riguarda il PMT di Bologna, si è ottenuto un guadagno nettamente superiore agli altri, quando è stato alimentato alla tensione nominale. Si è pensato quindi, dopo aver controllato sia la parte *hardware* che *software* del test, di misurare l'impedenza totale del PMT (valore fornito: 12.7 M Ω) e l'impedenza del cavo del segnale (valore fornito: 50 Ω). L'impedenza del cavo del segnale è però risultata 4.3 k Ω . È stato quindi inviato un nuovo PMT dall'Hamamatsu e sono state controllate con il tester le impedenze di tutti i fotomoltiplicatori di Bologna e Mainz.

Per quanto riguarda invece il PMT di Mainz, esso presentava un guadagno sensibilmente inferiore agli altri; un'ispezione visiva del PMT ha rivelato un'anomalia alla base della catena di dinodi. Il fotomoltiplicatore è tutt'ora sotto test in acqua a Mainz per monitorare il comportamento su un lungo periodo e valutare la possibilità di sostituirlo [58].

3.5.2 Caratteristica G-V

Per determinare la relazione tra il guadagno dei PMT e la tensione applicata, la misura del guadagno è stata effettuata a 7 diversi valori di tensione alla quale si sono alimentati i PMT, tra [NHV-150, NHV+150] V con intervalli da 50 V. In Tabella 3.2 è riassunto il guadagno ($\times 10^7$) di 8 PMT relativamente alle 7 tensioni di alimentazione, ricavato dal *fit* di Eq. 3.7.

Con i punti sperimentali di tensione e guadagno dei PMT è stato possibile eseguire un *fit* dei dati. In particolare la relazione di potenza di Eq. 3.5 si può parametrizzare come segue:

$$G = A(V)^B, \quad (3.10)$$

HV (V)	PMT nb.							
	71	82	92	60	94	97	104	120
NHV-150	0.310	0.307	0.350	0.326	0.342	0.328	0.342	0.345
NHV-100	0.352	0.381	0.406	0.380	0.400	0.380	0.410	0.403
NHV-50	0.413	0.434	0.491	0.478	0.475	0.461	0.499	0.493
NHV	0.501	0.520	0.596	0.599	0.598	0.551	0.631	0.593
NHV+50	0.605	0.649	0.736	0.776	0.727	0.691	0.750	0.724
NHV+100	0.738	0.829	0.899	0.994	0.905	0.838	0.923	0.896
NHV+150	0.894	0.987	1.087	1.232	1.051	1.029	1.114	1.072

Tabella 3.2: *Guadagno ($\times 10^7$) degli 8 PMT relativo alle 7 diverse tensioni di alimentazione.*

par. <i>fit</i>	PMT nb.							
	71	82	92	60	94	97	104	120
logA	-13.61	-14.79	.13.87	-15.75	-13.91	-14.28	-14.36	-13.49
B	6.309	6.689	6.426	7.103	6.431	6.539	6.573	6.305

Tabella 3.3: *Valori dei parametri del guadagno degli 8 PMT estratti dal fit di Eq. 3.11 della caratteristica $\log G - \log V$ di Fig. 3.12.*

dove G e V sono rispettivamente il guadagno e la tensione, noti dalle 7 misure sperimentali, mentre A e B sono i parametri da determinare tramite il *fit* sui dati. Estrahendo il logaritmo in base 10 di entrambi i membri, si ottiene una legge lineare tra $\log G$ e $\log V$:

$$\log G = \log A + B \cdot \log V \implies y = p_0 + p_1 \cdot x. \quad (3.11)$$

I grafici della caratteristica $\log G - \log V$ di un gruppo di PMT sono riportati in Fig. 3.12 insieme al *fit* ed i parametri estratti da tale *fit* sono riassunti in Tabella 3.3.

La conoscenza della caratteristica $G - V$ permette di controllare sia la linearità della risposta del PMT, sia di equalizzare i PMT in termini di guadagno.

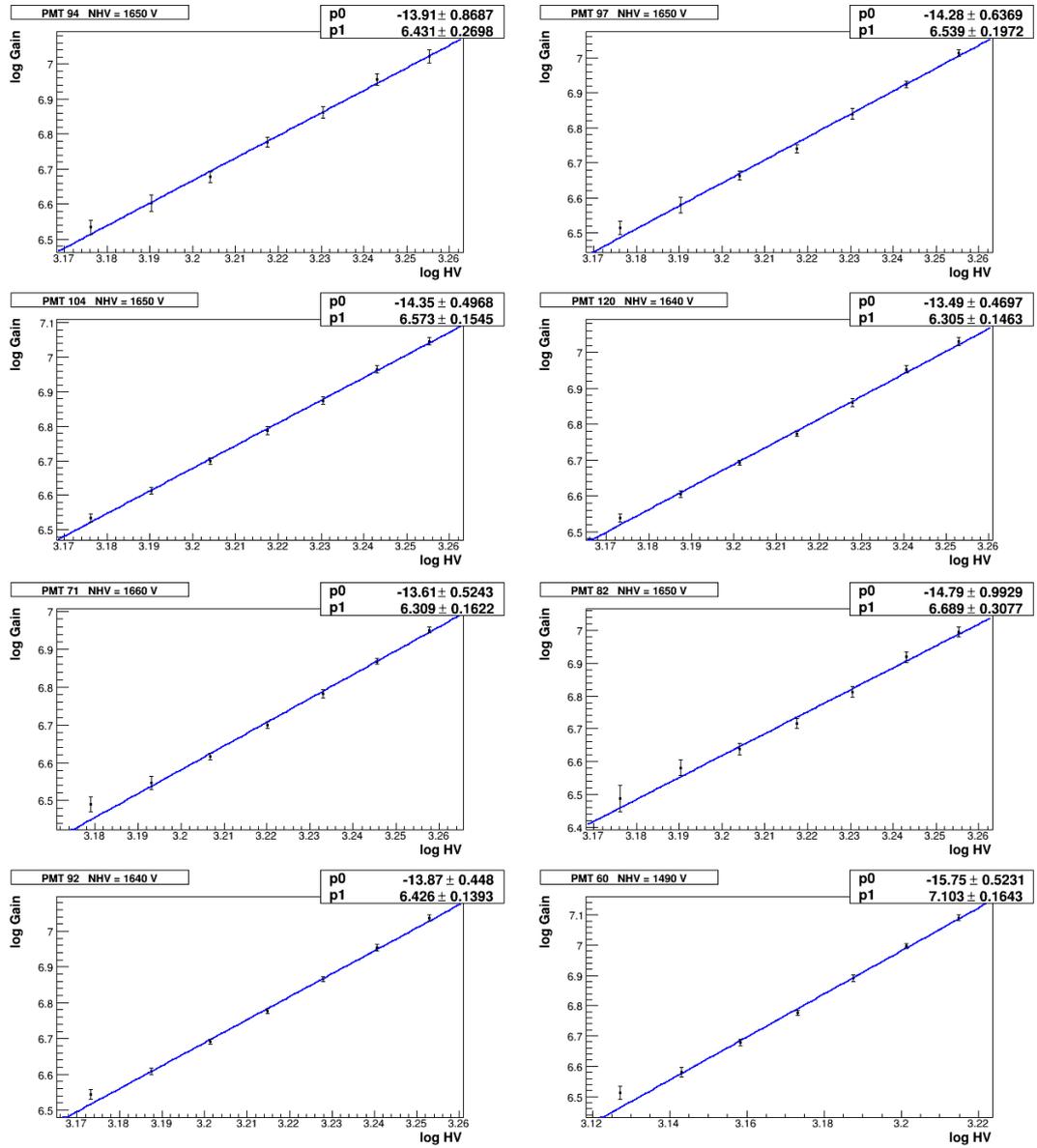


Figura 3.12: *Caratteristica $\log G - \log V$ e fit lineare di 8 PMT.*

3.5.3 Guadagno dei 50 PMT

I guadagni dei 50 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 per il muon veto dell'esperimento XENON1T, testati in aria a Bologna, sono riassunti nel grafico di Fig. 3.13. Il valore medio del guadagno alla tensione nominale risulta $(5.93 \pm 0.10) \cdot 10^6$.

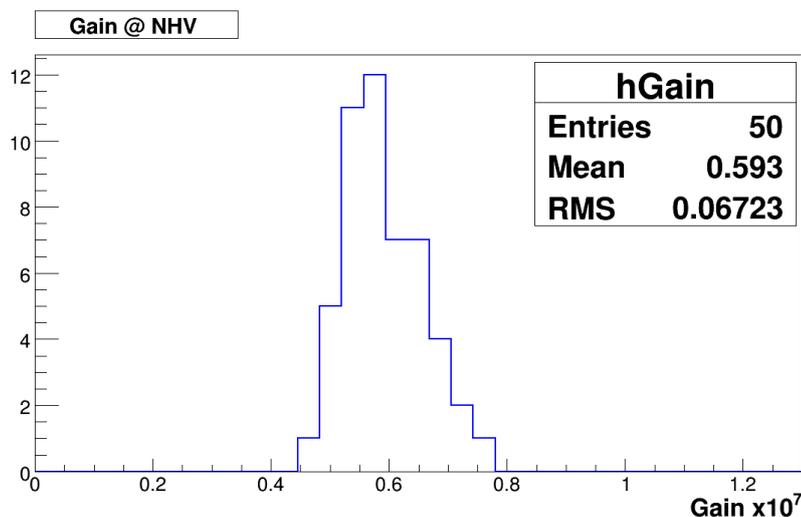


Figura 3.13: Il valore medio del guadagno dei 50 fotomoltiplicatori per il veto di muoni, testati a Bologna, risulta $(5.93 \pm 0.10) \cdot 10^6$.

3.6 Misure di dark rate

Lo scopo delle misure di dark rate è quello di valutare la frequenza dei segnali di fondo che si presentano nel caso in cui non vi siano fotoni incidenti sul fotocatodo. In questa fase di test in cui le condizioni sperimentali sono molto diverse da quelle in cui i PMT opereranno, tale misura ha un valore solo indicativo e potrà avere un futuro utilizzo per confrontare il comportamento dei fotomoltiplicatori in diverse configurazioni sperimentali.

Per misurare il dark rate dei PMT del veto di muoni, sono stati acquisiti *run* senza l'impiego del LED (o *run* di piedistallo); i PMT sono stati alimentati alla tensione nominale e si sono registrati 10^5 eventi (frequenza di trigger 200 Hz e finestra di campionamento di $5.12 \mu\text{s}$).

La strategia di analisi utilizzata per valutare il dark rate può essere riassunta nei seguenti passi:

- calcolo dell'ampiezza media del segnale di singolo fotoelettrone (in mV);
- definizione di 6 soglie, pari a 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5 e 2 fotoelettroni;
- per ogni evento si contano il numero di segnali sopra la soglia.

3.6.1 Soglia di singolo fotoelettrone

La soglia di singolo fotoelettrone è estratta dal *run* di LED alla tensione nominale. A partire dai dati di tale *run* si ricostruisce lo spettro in massi-

ma ampiezza, cioè la distribuzione (evento per evento) del valore in mV del massimo del segnale. Lo spettro ottenuto risulta simile ad una distribuzione in carica (la zona del piedistallo è spostata verso valori positivi dell'ampiezza poichè si stanno cercando dei massimi). La distribuzione in massima ampiezza è quindi fittata utilizzando la stessa funzione impiegata per lo spettro in carica di singolo fotoelettrone (Eq. 3.7):

$$f(x) = A_N e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-V_N}{\sigma_N}\right)^2} + A_{s.p.e.} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-V_{s.p.e.}}{\sigma_{s.p.e.}}\right)^2} + p_0 \cdot e^{p_1(x-p_2)}, \quad (3.12)$$

dove A_N , V_N e σ_N rappresentano rispettivamente la costante di normalizzazione, il valore medio e la deviazione standard della massima ampiezza del piedistallo (prima gaussiana), $A_{s.p.e.}$, $V_{s.p.e.}$ e $\sigma_{s.p.e.}$ sono la costante di normalizzazione, il valor medio e la deviazione standard dell'ampiezza del segnale di singolo fotoelettrone (seconda gaussiana), mentre p_0 , p_1 e p_2 sono i parametri dell'esponenziale. Il parametro $V_{s.p.e.}$ estratto dal *fit* rappresenta il valore medio dell'ampiezza in mV del segnale.

In Fig. 3.14 è mostrato il *fit* della distribuzione in massima ampiezza di 8 PMT ed in Tabella 3.4 sono riportati i relativi valori in mV di singolo fotoelettrone. Gli errori sul valore medio di singolo fotoelettrone $\Delta V_{s.p.e.}$ sono estratti dal *fit* utilizzato. Si può notare che la soglia di singolo fotoelettrone non è la stessa per tutti i PMT, a causa del diverso guadagno.

PMT nb.	71	82	92	60	94	97	104	120
$V_{s.p.e.}$ (mV)	3.449	3.058	2.872	3.35	3.36	2.572	2.747	2.957
$\Delta V_{s.p.e.}$ (mV)	0.019	0.018	0.018	0.02	0.02	0.012	0.013	0.014

Tabella 3.4: Soglie in mV di singolo fotoelettrone per gli 8 PMT del settimo gruppo di test, estratte dal *fit* in massima ampiezza (Fig. 3.14).

3.6.2 Dark rate in funzione della soglia

Una volta nota la soglia di singolo fotoelettrone, si analizza il corrispondente *run* di piedistallo. In particolare, evento per evento, si cercano nella waveform i segnali sopra soglia (le soglie in considerazione sono 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5 e 2 fotoelettroni). Infine, per calcolare il rate, si normalizza il numero di segnali sopra soglia per $5.12 \mu s$, cioè l'intervallo di tempo di un evento.

I grafici del dark rate in funzione della soglia di un gruppo di PMT sono riportati in Fig. 3.15 ed i relativi valori (in Hz) sono riassunti in Tabella 3.5, il cui errore associato è quello statistico.

Come evidenziato nel Cap. 2, l'ottimizzazione mediante simulazioni Monte Carlo [52] del sistema del veto di muoni prevede un'efficienza del 99.78 % nella rivelazione dei μ -event nel caso si utilizzi la soglia di 1 s.p.e..

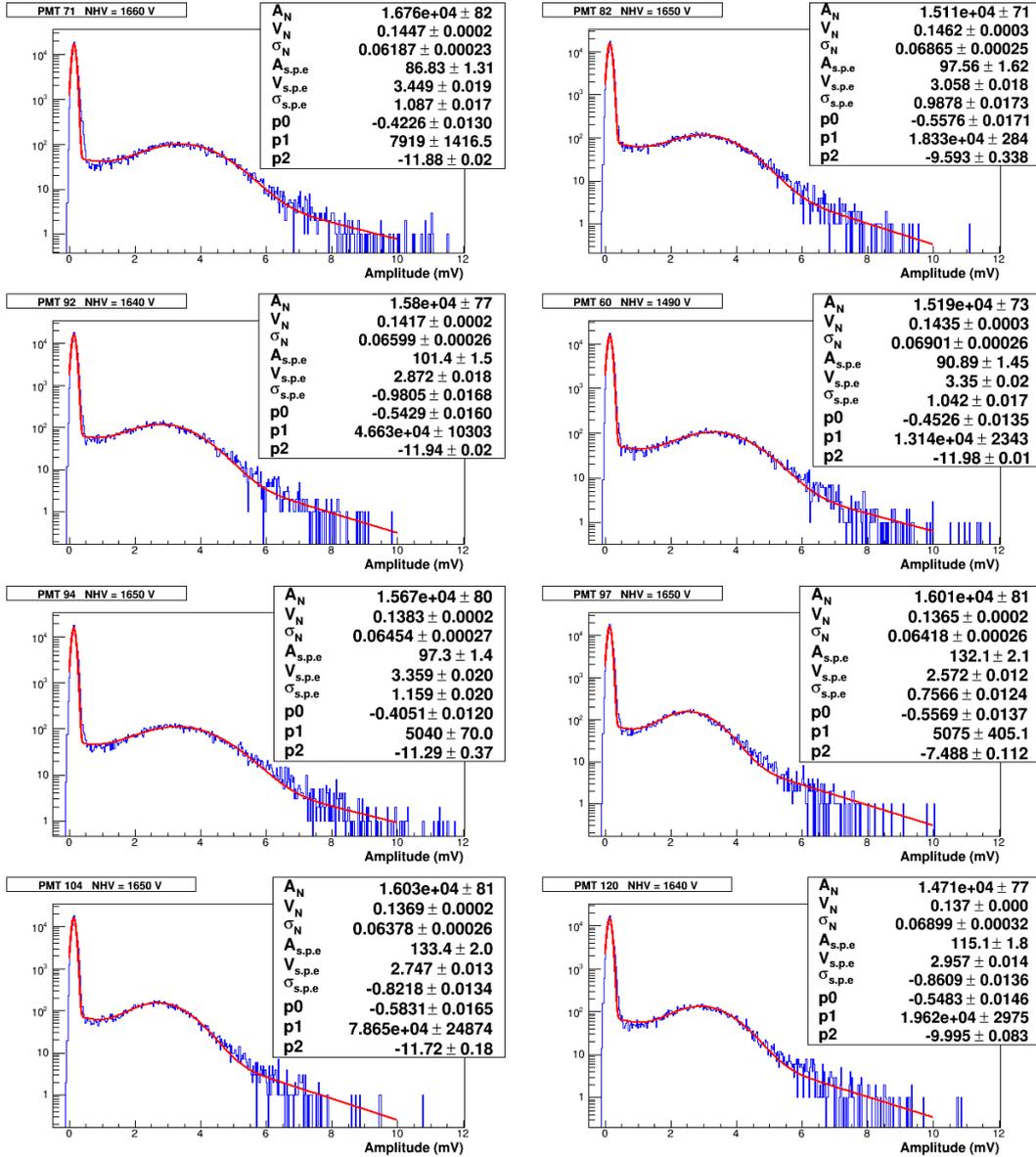


Figura 3.14: Distribuzione della massima ampiezza di 8 PMT con fit di Eq. 3.12 (linea rossa), in scala logaritmica sull'asse y. Il valore medio della seconda gaussiana indica la soglia in mV di singolo fotoelettrone.

Threshold	PMT nb.							
	71	82	92	60	94	97	104	120
1/4 s.p.e.	67832	52984	17507	161882	30619	14022	5333	27160
1/2 s.p.e.	2400	1841	2402	5207	2691	2062	1822	1179
3/4 s.p.e.	1912	1578	1873	4085	2148	1769	1294	972
1 s.p.e.	1447	1130	1285	2845	1505	1292	871	716
3/2 s.p.e.	424	410	438	695	578	424	262	252
2 s.p.e.	174	182	221	231	238	135	152	129

Tabella 3.5: *Tabella del dark rate (in Hz) degli 8 PMT del settimo gruppo di test relativo ai 6 diversi valori di soglia: 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5 e 2 fotoelettroni.*

3.6.3 Dark rate dei 50 PMT

Il dark rate dei 50 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 per il muon veto dell'esperimento XENON1T, testati in aria a Bologna, con la soglia ad un fotoelettrone, sono riassunti nel grafico di Fig. 3.16. Il valore medio del dark rate risulta (1.26 ± 0.10) kHz. Tre PMT del primo gruppo di test hanno presentato conteggi di buio superiori agli altri; tale comportamento sarà verificato nei successivi test in acqua.

Il dark rate relativo alle 5 diverse soglie, mediato sui 50 PMT testati, è riportato in Tabella 3.6.

Threshold	1/4 s.p.e.	1/2 s.p.e.	3/4 s.p.e.	1 s.p.e.	2 s.p.e.
DR (kHz)	90 ± 13	2.33 ± 0.18	1.75 ± 0.11	1.26 ± 0.10	0.192 ± 0.016

Tabella 3.6: *Valore medio del dark rate dei 50 fotomoltiplicatori per il muon veto dell'esperimento XENON1T, testati in aria a Bologna, relativo a 5 diverse soglie.*

Il dark rate può essere utilizzato per avere una prima stima del rate di coincidenze occasionali, dovute cioè a segnali spuri nei singoli PMT. Si supponga di avere un numero N di PMT e che ciascuno di essi sia caratterizzato da un dark rate pari ad R , per una certa soglia di discriminazione. Richiedendo come segnale di trigger la coincidenza di k PMT entro un intervallo di tempo Δt , il rate di accidentali sarà:

$$R_k^N = \frac{N!}{(N-k)! k!} k R^k \Delta t^{k-1}. \quad (3.13)$$

Nelle condizioni di trigger del muon veto, ovvero 4 PMT in coincidenza entro $\Delta t=300$ ns, discriminati alla soglia di un fotoelettrone (dark rate pari a

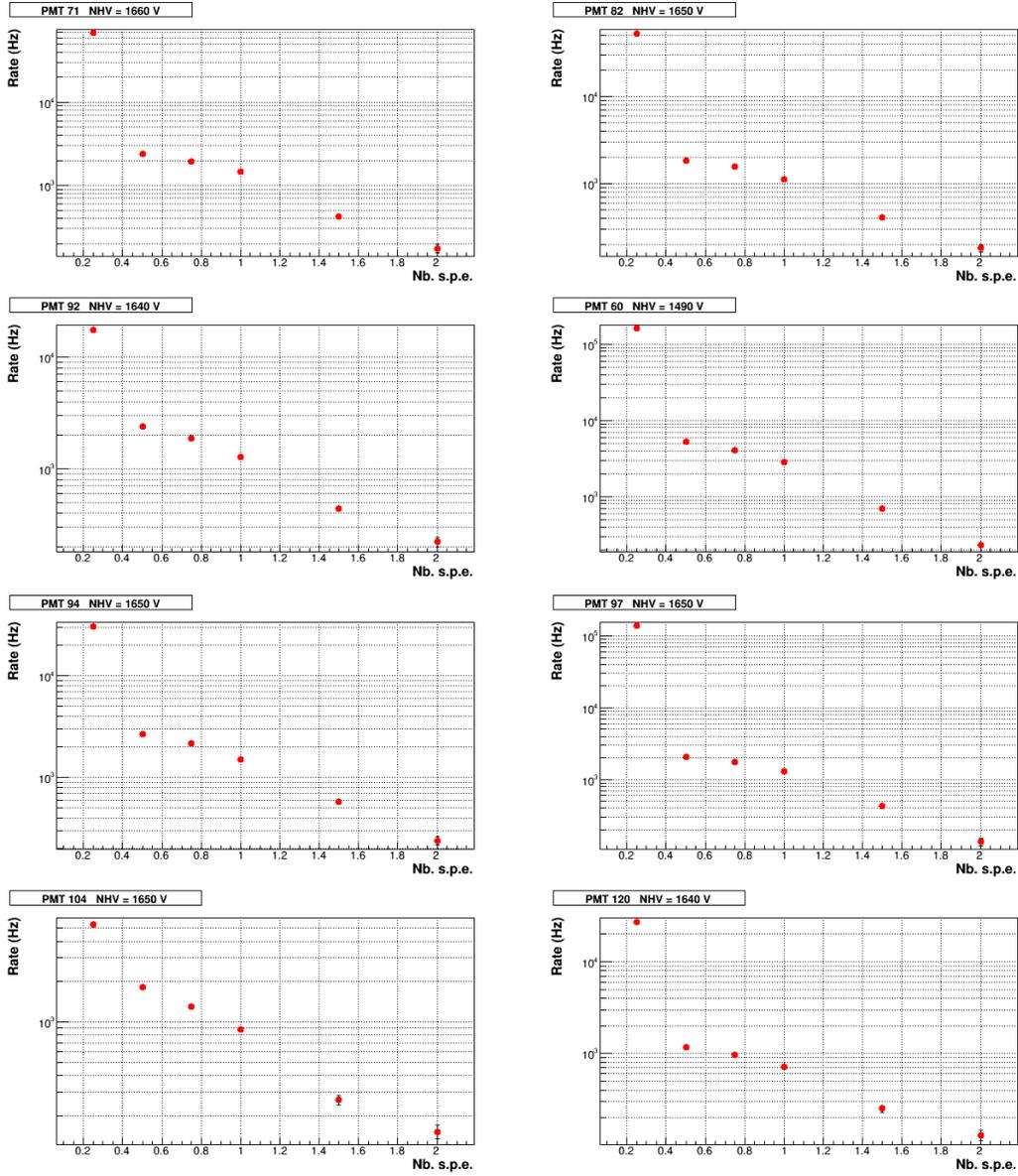


Figura 3.15: Dark rate degli 8 PMT del settimo gruppo di test misurato relativo a 6 diverse soglie: 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5 e 2 fotoelettroni.

R=1.26 kHz), si ottiene un conteggio di coincidenze accidentali di 0.6 Hz. Le condizioni sperimentali nel test dei PMT a Bologna sono però diverse da quelle che saranno poi presenti nella water tank di XENON1T, quindi i risultati ottenuti possono essere utilizzati solamente per un confronto tra i PMT.

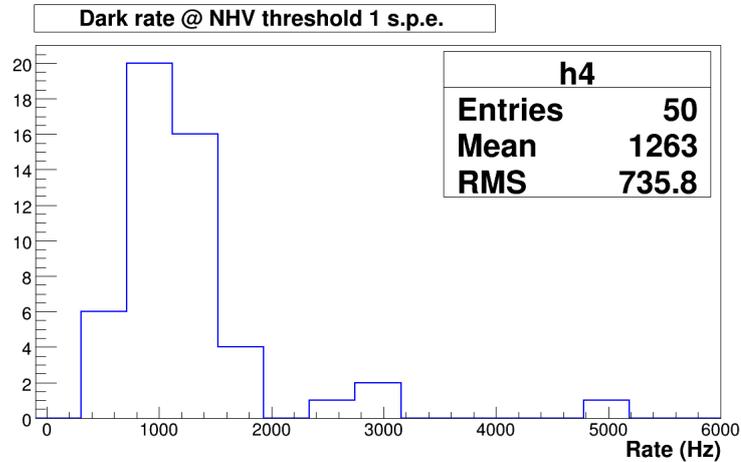


Figura 3.16: Il valore medio del dark rate con soglia ad un fotoelettrone dei 50 fotomoltiplicatori per il veto di muoni, testati a Bologna, risulta (1.26 ± 0.10) kHz.

3.7 Misure di afterpulse

Un'altra grandezza che può dare indicazioni riguardo al funzionamento e alle caratteristiche dei PMT è rappresentata dalla misura degli afterpulse. Per tale motivo durante la fase di test in aria sono state effettuate anche misure di questo tipo.

La misura di afterpulse è stata effettuata alla tensione nominale, ampliando la finestra di campionamento dei segnali a $40.96 \mu\text{s}$. A causa della maggiore quantità di dati da trasferire è stato necessario abbassare il rate di trigger a 10 Hz. Il motivo per cui l'evento ha una durata superiore a quella dei *run* ordinari è che gli afterpulse presentano dei picchi fino a $\sim 7-8 \mu\text{s}$, con una coda che prosegue oltre i $10 \mu\text{s}$. Per tali *run* il trigger principale è stato posizionato temporalmente circa al centro della finestra di campionamento, in modo da avere metà waveform prima e metà waveform dopo il segnale principale, generato pilotando il LED con un'intensità maggiore di quella usata per le misure di singolo fotoelettrone.

3.7.1 Strategia di analisi

La strategia utilizzata per la misura degli afterpulse in aria è la stessa impiegata per il conteggio del dark rate, con un'ulteriore analisi sui picchi, sia per quanto riguarda la carica, sia per quanto riguarda la distanza temporale dal segnale principale. Essa si può sostanzialmente riassumere nei seguenti passi:

- calcolo dell'ampiezza di singolo fotoelettrone (in mV) da impostare come soglia per la ricerca di un picco (sopra tale soglia);
- calcolo della carica di singolo fotoelettrone (in pC);
- ricerca del segnale prompt in una regione al centro della waveform, dove ci si aspetta che esso sia;
- ricerca degli afterpulse da 300 ns dopo il segnale prompt, per 17 μ s.

La soglia in mV utilizzata per discriminare il singolo fotoelettrone è stata determinata come descritto nel Par. 3.6.1. Poichè i PMT hanno guadagni differenti e per valutare gli afterpulse si considerano le cariche dei segnali, un confronto dei diversi PMT è possibile se si lavora in unità di fotoelettroni. È necessario dunque conoscere il valore medio della carica di singolo fotoelettrone; tale informazione è estratta dal parametro $\mu_{s.p.e.}$ del *fit* di Eq. 3.7 sulla distribuzione in carica (*fit* dello spettro in carica in Fig. 3.11 e relativa carica di singolo fotoelettrone in Tabella 3.1) del medesimo *run* di LED da cui si ricavano le soglie in mV.

Una volta note la soglia e la carica di singolo fotoelettrone, si acquisiscono due *run* di afterpulse:

- uno con ~ 20 fotoelettroni nel segnale principale;
- uno con ~ 100 fotoelettroni nel segnale principale.

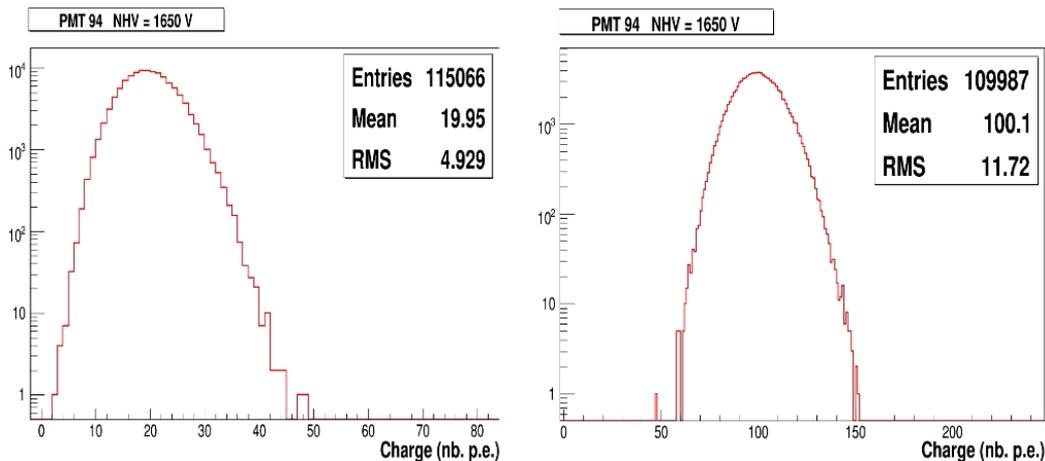


Figura 3.17: *Distribuzione di carica del prompt pulse in unità di fotoelettroni per circa 20 (sinistra) e 100 (destra) fotoelettroni emessi dal catodo.*

L'analisi procede con la ricerca nella regione centrale della waveform del picco del segnale principale e con la sua integrazione per estrarre il valore della carica in esso contenuta. Un segnale con molti fotoelettroni risulterà più allargato rispetto ad uno di singolo fotoelettrone. In Fig. 3.17 sono riportati due spettri in carica del segnale prompt, in unità di fotoelettroni, relativamente a circa 20 e 100 fotoelettroni emessi dal catodo.

Per ogni evento, la ricerca degli afterpulse avviene da 300 ns dopo il picco prompt, per $17 \mu\text{s}$; quando si trova un picco che supera la soglia (*Sample Over Threshold*, SOT) lo si integra tra [SOT-1,SOT+9] per misurare la carica contenuta nel segnale. La finestra di integrazione di 100 ns è stata opportunamente scelta osservando che l'ampiezza dei segnali di afterpulse è mediamente pari a qualche fotoelettrone e tali segnali presentano talvolta due picchi molto vicini (considerati un unico segnale entro 100 ns). Un esempio di distribuzione della larghezza degli afterpulse, calcolata tra il 10% del suo massimo, è riportata in Fig. 3.18. Il valore medio della larghezza risulta pari a 4 campionamenti. Lo stesso comportamento si è verificato per tutti i PMT

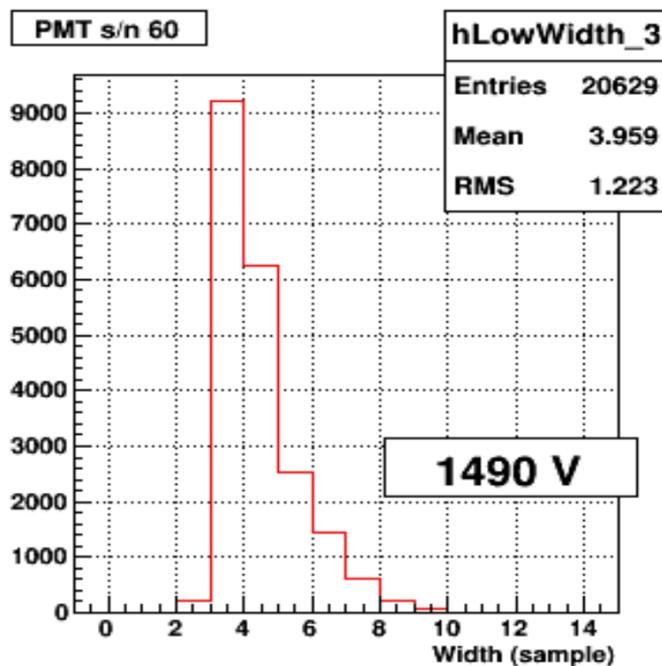


Figura 3.18: *Larghezza dei segnali di afterpulse del PMT SQ0060: mediamente risulta pari a 4 campionamenti ed ha un massimo di 10 campionamenti.*

testati.

3.7.2 Risultati delle misure di afterpulse

La grandezza utilizzata per valutare gli afterpulse è il *rate di afterpulse* definito per ogni evento k come:

$$R_k = \frac{\sum_{i=0}^{n_{AFT,k}} Q_{AFT,ik}}{Q_{PR,k}}, \quad (3.14)$$

dove $n_{AFT,k}$ è il numero totale di afterpulse nell'evento, $Q_{PR,k}$ è la carica del prompt pulse e $Q_{AFT,ik}$ è la carica dell' i -esimo afterpulse dell'evento k . Nel caso in cui non si presentino afterpulse, il rate è considerato zero. Se la sorgente di afterpulse sono i fotoelettroni che urtano e ionizzano le molecole di gas residuo nel PMT, il rate di afterpulse dovrebbe mantenersi indipendente dall'ampiezza del segnale principale.

È stata condotta un'analisi preliminare calcolando il rate di afterpulse con 7 differenti soglie: 1/2, 1, 2, 4, 6 fotoelettroni, ricavate dalla soglia di

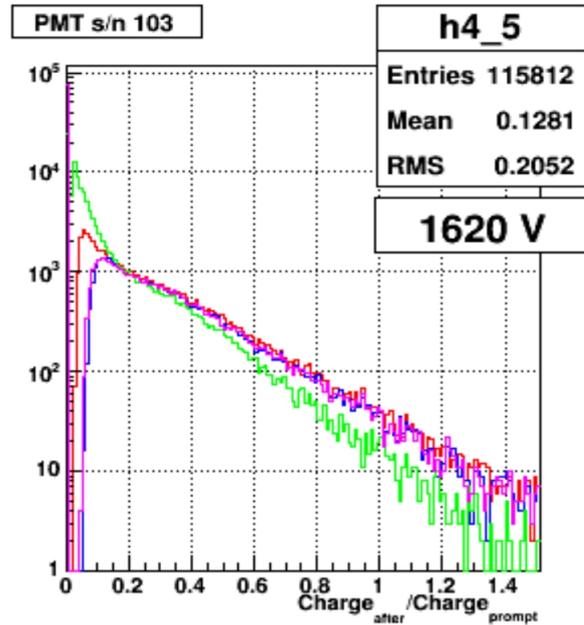


Figura 3.19: *Rate di afterpulse del PMT SQ0103 (20 fotoelettroni nel segnale principale) applicando differenti soglie: 2 fotoelettroni (linea rossa), 4 fotoelettroni (linea blu), 10 canali di ADC (linea verde) e 40 canali di ADC (linea rosa).*

singolo fotoelettrone per ogni PMT, e 10 e 40 canali di ADC (rispettivamente 1.37 mV e 5.48 mV), uguali per tutti i PMT. A titolo di esempio in Fig. 3.19 è riportato il rate di afterpulse per un fotomoltiplicatore e per 4 valori di soglia. Si osserva che le soglie più basse (1/2, 1 fotoelettrone e 10 canali di ADC) sono da rigettare perchè forniscono un conteggio di buio superiore alla frequenza dei segnali ritardati, infatti il rate di afterpulse presenta un picco vicino allo zero. D'altra parte, però, non è opportuno utilizzare un valore di soglia troppo alto, per non tagliare gli afterpulse con pochi fotoelettroni; sono dunque da scartare le soglie a 4 e 6 fotoelettroni.

Infine, è stato calcolato il valore medio della soglia di singolo fotoelettrone dei 50 PMT testati a Bologna, risultato pari a 16.5 canali di ADC (2.26 mV); l'idea è di impostare la stessa soglia di 2.26 mV su tutti i PMT. Questa scelta, però, non risulta opportuna, in quanto i PMT hanno talvolta guadagni differenti. La migliore soglia risultante da questo studio è dunque pari a 2 fotoelettroni.

In Tabella 3.7 sono riportati a titolo di esempio i valori del rate degli afterpulse (in %) con soglia di 2 fotoelettroni per gli 8 PMT, sia con circa 20, sia con circa 100 fotoelettroni emessi dal catodo. Si osserva che in entrambe le condizioni di luce il valore del rate di afterpulse si mantiene circa costante. In realtà, aumentando il numero di fotoelettroni nel prompt pulse il rate diminuisce. Ciò è dovuto alla presenza del contributo uniforme del dark rate nella regione di ricerca degli afterpulse. Infatti, separando il contributo del dark rate Q_{DR} da quello dell'afterpulse Q_{AFT} , il rate di afterpulse per ogni evento risulta:

$$R = \frac{\sum Q_{AFT}}{Q_{PR}} + \frac{Q_{DR}}{Q_{PR}}. \quad (3.15)$$

Il primo rapporto si mantiene costante nell'assunzione che gli afterpulse siano dovuti solamente alla ionizzazione di gas residuo nel PMT, mentre il secondo diminuisce all'aumentare dei fotoelettroni nel prompt.

Nella prima parte della waveform, dove per circa 20 μs non compare segnale oltre al fondo, è stato possibile stimare il contributo del dark rate al rate di afterpulse; è stata applicata la stessa analisi svolta per gli afterpulse e si è ottenuto un rate pari a 0.5%. Si evince dunque che il fondo non con-

PMT nb.	71	82	92	60	94	97	104	120
20 p.e.	17.11	15.35	11.55	15.25	11.50	12.45	10.77	9.94
100 p.e.	16.52	14.79	11.00	14.99	10.95	11.55	10.27	9.36

Tabella 3.7: Rate degli afterpulse (in %) di 8 PMT con 20 e 100 fotoelettroni emessi dal catodo, ottenuto utilizzando una soglia di 2 fotoelettroni.

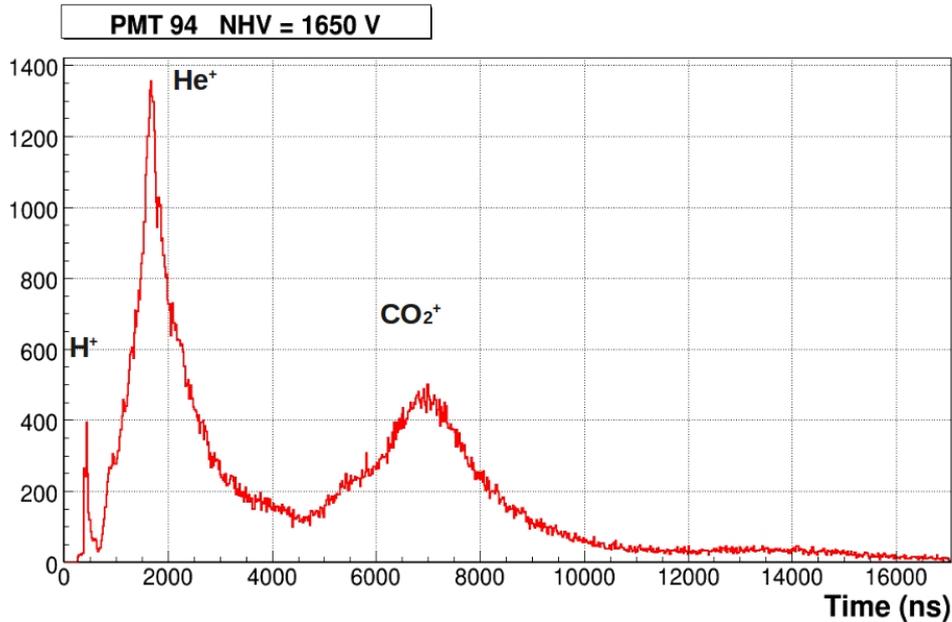


Figura 3.20: *Distribuzione temporale degli afterpulse del PMT SQ0094, con 100 fotoelettroni nel prompt pulse e soglia a 2 fotoelettroni. Si distinguono 3 picchi, a circa 400 ns, 2 μ s e 7 μ s dal segnale prompt.*

tribuisce significativamente al rate di afterpulse, ma permette di spiegare la lieve differenza sistematica tra *run* di afterpulse con circa 20 e circa 100 fotoelettroni e quindi di confermare che la sorgente di afterpulse è soprattutto la ionizzazione del gas residuo nel PMT.

Ulteriore conferma che gli afterpulse siano generati dal gas residuo nel PMT è che la distanza temporale dal segnale principale risulta indipendente dalla carica del prompt. Il tempo di arrivo di ciascun afterpulse, rispetto al segnale principale, è infatti dipendente dal rapporto m/q dello ione che lo ha prodotto (Eq. 3.6). Considerando come tempo zero la posizione del massimo del prompt e richiedendo una soglia di 2 fotoelettroni nella distribuzione temporale degli afterpulse, si distinguono essenzialmente 3 picchi: il primo tra 400-500 ns, il secondo a poco meno di 2 μ s ed il terzo a circa 7 μ s (Fig. 3.20, relativa al PMT SQ0094). Tale distribuzione è stata ottenuta considerando ciascun afterpulse separatamente e scartando gli eventi in cui non sono presenti afterpulse. Dall'Eq. 3.6 si desume che il primo picco è dovuto allo ione H^+ , in cui il rapporto m/q è il minore possibile, mentre il secondo ed il terzo, più frequenti, sono rispettivamente prodotti dagli ioni He^+ e CO_2^+ (in accordo con quanto trovato in letteratura [54]).

In Fig. 3.21 si osserva la distribuzione temporale e la relativa carica del

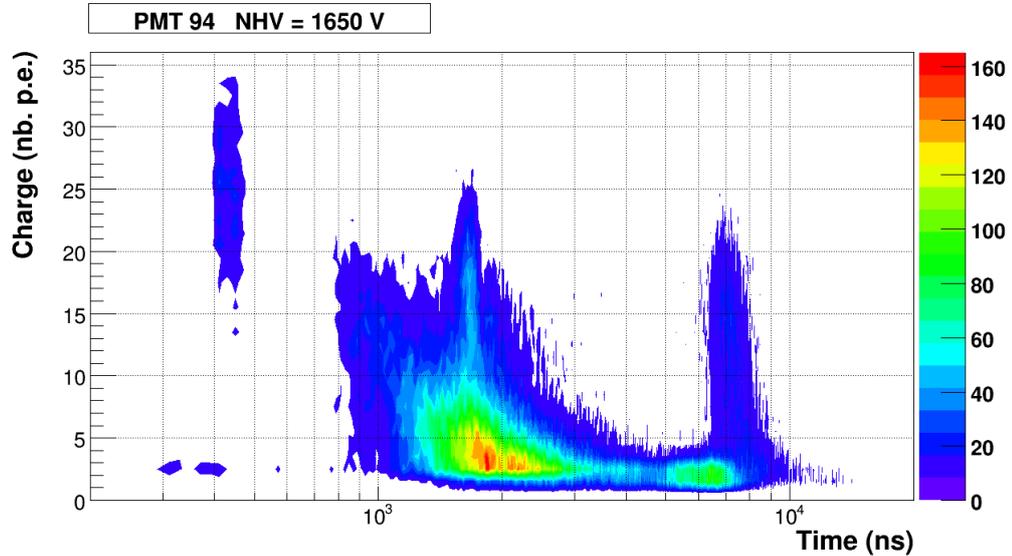


Figura 3.21: *Distribuzione di tempo e di carica degli afterpulse del PMT SQ0094, con 100 fotoelettroni nel prompt pulse e soglia a 2 fotoelettroni. Il primo picco (a circa 400 ns) è caratterizzato da circa 25 fotoelettroni, mentre gli altri due (a circa 2 e 7 μ s) presentano mediamente meno di 10 fotoelettroni.*

segnale after (espressa in unità di fotoelettroni). Si distinguono bene le 3 popolazioni, con un effetto della soglia che taglia i segnali sotto i 2 fotoelettroni: il primo afterpulse presenta un grande numero di fotoelettroni, a causa della grande accelerazione che lo ione poco massivo acquista prima di urtare il catodo, mentre il secondo ed il terzo hanno un'ampiezza di qualche fotoelettrone. Anche i risultati sulla distribuzione temporale inducono a pensare che la sorgente di afterpulse più influente sia la ionizzazione del gas residuo.

In Fig. 3.22 sono riportati due esempi di waveform di un PMT con afterpulse; il picco prompt si trova al sample 1569 ed è circa 44 mV nella figura in alto e 38 mV in quella in basso, rispettivamente pari a ~ 13 e 11 fotoelettroni (per le soglie di singolo fotoelettrone si consulti la Tabella 3.4). Nella waveform della figura in alto si distinguono 3 afterpulse ed alcuni picchi con ampiezza inferiore ai 2 fotoelettroni, che quindi non sono considerati nell'analisi. Nella figura in basso, invece, si osserva un picco molto intenso, distante circa 400 ns dal prompt, probabilmente dovuto alla ionizzazione della molecola H_2 .

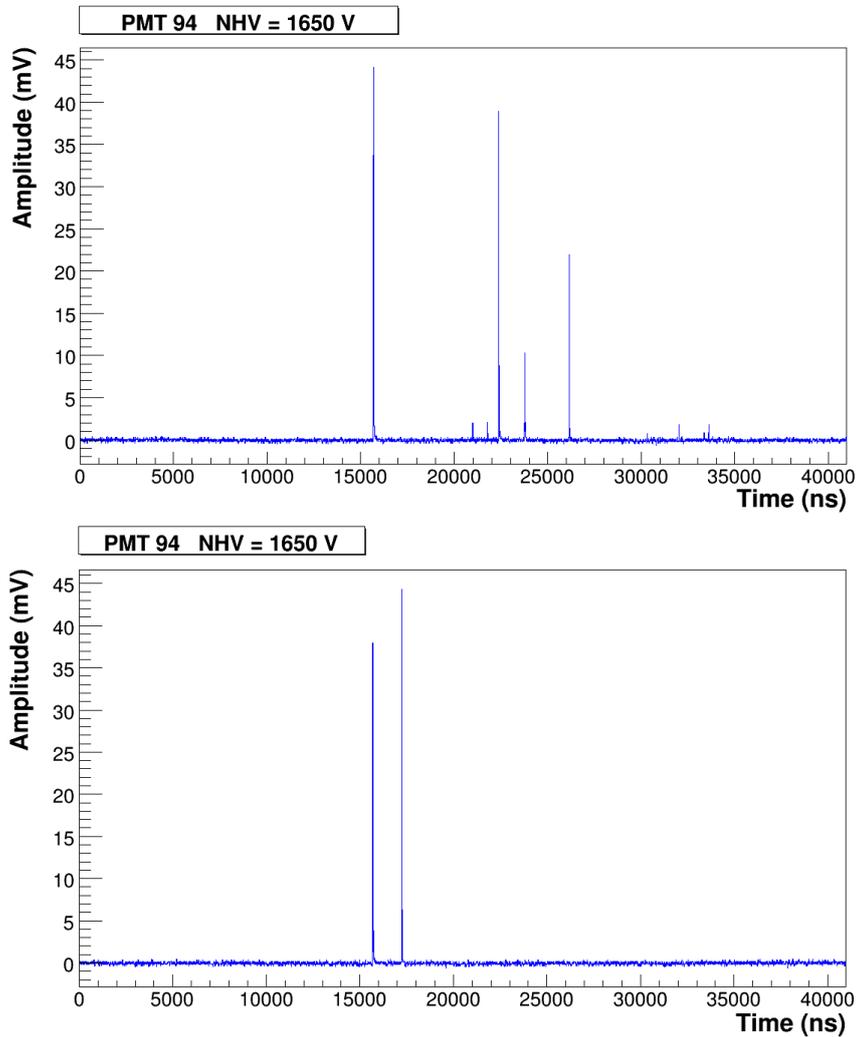


Figura 3.22: Esempi di waveform di un evento con prompt di circa 12 fotoelettroni al sample 1569 e relativi afterpulse. In alto solo 3 picchi sono considerati afterpulse, in basso invece è ben distinguibile il picco a 400 ns dovuto allo ione H^+ .

3.7.3 Afterpulse dei 50 PMT

Il rate di afterpulse dei 50 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912 per il muon veto dell'esperimento XENON1T, testati in aria a Bologna con circa 100 fotoelettroni nel segnale principale, è riassunto nel grafico di Fig. 3.23. Il valore medio del rate con soglia a 2 fotoelettroni è $(11.6 \pm 0.6)\%$.

I risultati delle misure si possono considerare mediamente in accordo, entro gli errori sperimentali, con i valori forniti dall'Hamamatsu. Un solo

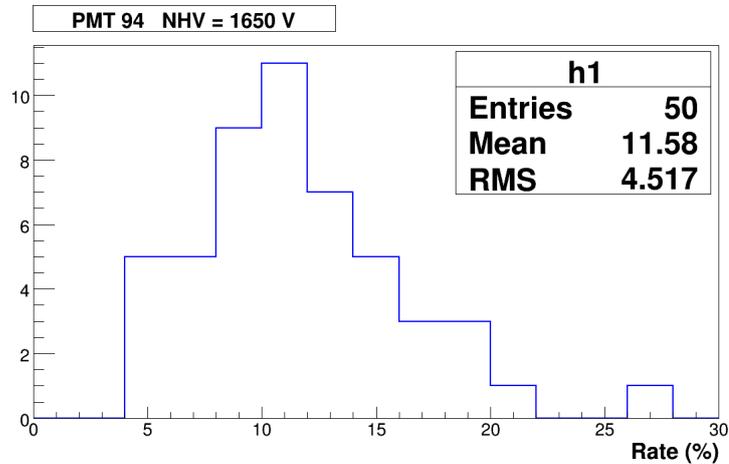


Figura 3.23: Il valore medio del rate di afterpulse dei 50 fotomoltiplicatori per il veto di muoni, testati in aria a Bologna, con soglia a 2 fotoelettroni è di $(11.6 \pm 0.6)\%$.

PMT (di numero seriale SQ0081) presenta un rate di afterpulse superiore agli altri. Comunque le misure di afterpulse saranno ripetute nel test dei PMT in acqua ai Laboratori del Gran Sasso (Cap. 4), dove sarà anche monitorata la loro evoluzione temporale.

3.8 Confronto con i risultati dei test a Mainz

Dato che i 90 PMT del veto di muoni sono stati testati in due setup e con *software* leggermente differenti, ma saranno collocati nello stesso esperimento, si è ritenuto importante svolgere un confronto dei risultati dei test a Bologna e a Mainz. Oltre a paragonare i valori medi delle misure dei PMT testati, si è pensato di scambiare 8 PMT tra Bologna e Mainz.

3.8.1 Scambio di 8 PMT tra Bologna e Mainz

Lo scambio di 8 PMT tra Bologna e Mainz è avvenuto dopo aver testato il primo gruppo di PMT (Dicembre 2012). Lo scopo era di osservare eventuali differenze *software* per poi accordarsi su come procedere nel test dei successivi PMT, non essendo possibile prescindere dai diversi setup sperimentali, che comunque sono simili.

Le misure che si sono svolte con il gruppo di PMT di Mainz sono le stesse effettuate per determinare la caratteristica $G - V$ (Par. 3.5), sono cioè spettri in carica di singolo fotoelettrone relativamente a 7 diverse tensioni di

alimentazione dei PMT, tra [NHV-150,NHV+150] V, con intervalli di 50 V. Per ogni tensione i valori della carica di singolo fotoelettrone sono estratti dal *fit* di Eq. 3.7. Si è poi valutata la differenza con le cariche di singolo fotoelettrone ottenute a Mainz tramite il medesimo *fit*. Per differenza relativa si intende:

$$relative\ difference = \frac{Bo - Ma}{Bo}, \quad (3.16)$$

dove con Bo si indica la carica di singolo fotoelettrone misurata a Bologna e con Ma quella misurata a Mainz, per gli stessi PMT.

In Fig. 3.24 si osserva che la differenza relativa tra i risultati di Bologna e di Mainz sul PMT di numero seriale SQ0056 scambiato raggiunge circa il 10%. Inoltre, per bassi valori di tensione di alimentazione dei PMT, la differenza relativa risulta più alta, probabilmente a causa del piedistallo allargato a Bologna. Infatti la σ_N del *fit* gaussiano sul piedistallo del PMT SQ0056 è pari a 0.12 pC a Bologna e 0.09 pC a Mainz. Comunque è importante notare che la differenza relativa della carica di singolo fotoelettrone

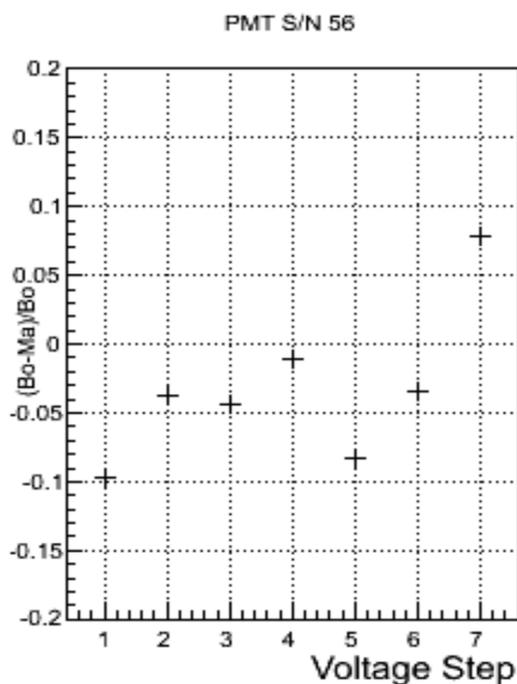


Figura 3.24: *Differenza relativa tra la carica di singolo fotoelettrone ottenuta nei test di Bologna e di Mainz, per 7 diversi valori di tensione applicata al PMT SQ0056.*

PMT nb.	56	57	58	60	62	63	64	65
before	0.0	-2.2	-4.0	-4.3	-3.0	-4.8	-4.6	-2.9
after	-1.1	-1.1	-1.9	-2.1	-2.0	-1.9	-3.4	-0.9

Tabella 3.8: *Differenza relativa (in %) tra la carica di singolo fotoelettrone dei PMT scambiati, ottenuta con il software di Bologna sui dati di Mainz alla tensione nominale, prima (before) e dopo (after) aver uniformato la strategia di analisi.*

quando i PMT sono alimentati alla NHV è di circa 1 %. Queste osservazioni si mantengono vere anche per gli altri 7 PMT di Mainz.

Per comprendere se le differenze con i dati di Mainz sono dovute solamente al setup sperimentale, sono stati analizzati, con il *software* di Bologna, i dati acquisiti a Mainz sugli stessi PMT alla tensione nominale. La differenza relativa sulla misura della carica di singolo fotoelettrone è al livello del 5% (Tabella 3.8, riga *before*); si è deciso quindi di effettuare l'analisi adottando la medesima procedura. In particolare, si è modificata la soglia per definire un segnale e si è adottato lo stesso binnaggio per lo spettro in carica. Con tale riadattamento dell'analisi, le differenze della carica di singolo fotoelettrone sugli stessi PMT testati a Bologna e a Mainz si sono ridotte al 2-3% (Tabella 3.8, riga *after*).

Alla luce dei risultati ottenuti, la procedura di Bologna e Mainz è stata uniformata per quanto riguarda la soglia per definire il singolo fotoelettrone ed il binnaggio degli istogrammi. Persistono differenze dell'ordine di qualche %, che saranno ulteriormente investigate, ma compatibili con gli errori di misura.

3.8.2 Confronto tra i 50 PMT testati a Bologna ed i 40 PMT testati a Mainz

In Fig. 3.25 si osservano i guadagni alla tensione nominale dei 50 PMT testati a Bologna più gli 8 scambiati con Mainz (sinistra) e dei 40 PMT testati a Mainz più gli 8 scambiati con Bologna [58] (destra). La differenza tra i valori medi è pari circa al 9%.

Per escludere problemi di tipo *software*, si è dapprima proceduto controllando le differenze tra i guadagni dei PMT nei due setup. In particolare, sono stati scambiati tra Bologna e Mainz tutti i dati dei *run* di LED di singolo fotoelettrone alla tensione nominale e sono stati calcolati i guadagni con i rispettivi *software* di analisi. In Fig. 3.26 si osserva la differenza relativa tra i guadagni ottenuti dai dati di Mainz analizzati con il codice di Mainz (*Ma*)

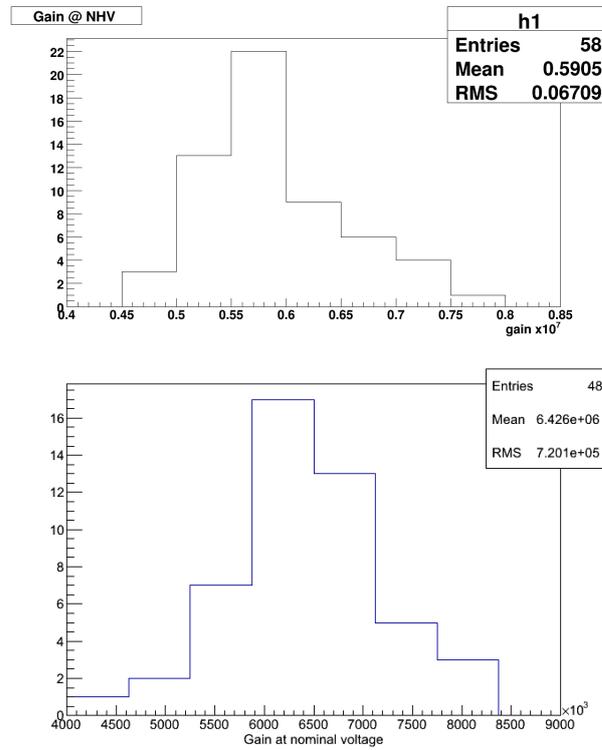


Figura 3.25: Guadagni dei 50 PMT testati a Bologna (sinistra) e dei 40 PMT testati a Mainz [58] (destra), più gli 8 scambiati.

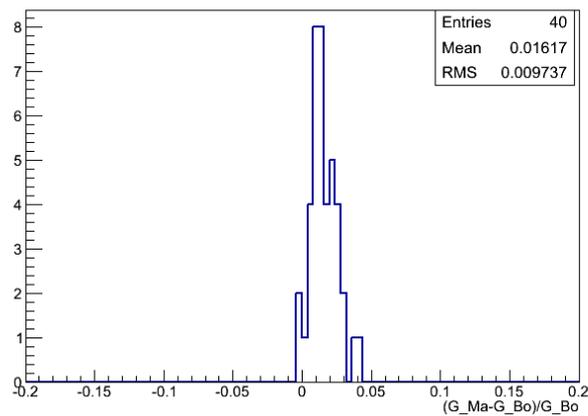


Figura 3.26: La differenza del guadagno dei dati di Mainz analizzati con il software di Mainz e quello di Bologna risulta mediamente del $(1.62 \pm 0.15)\%$.

e con il codice di Bologna (*Bo*). Con la procedura utilizzata a Bologna si ha un guadagno del $(1.62 \pm 0.15)\%$ inferiore a quello di Mainz.

La differenza del circa 9% tra i valori medi del guadagno dei PMT testati a Bologna e quelli testati a Mainz non è dunque imputabile solamente ai diversi *software* utilizzati. I risultati ottenuti saranno comunque verificati nel test dei PMT al Gran Sasso, durante il quale si avrà la possibilità di eseguire le misure in un unico setup.

3.9 Conclusioni dei test a Bologna

In seguito ai test in aria a Bologna dei 50 fotomoltiplicatori per il veto di muoni dell'esperimento XENON1T, si è potuto definire il comportamento di ciascun PMT dal punto di vista del guadagno, del dark rate e degli afterpulse.

In fase di test sono stati trovati due fotomoltiplicatori non performanti: il SQ0086, a Bologna, e il SQ0026, a Mainz. Il primo ha mostrato un valore di guadagno superiore a quello degli altri PMT. Un ulteriore controllo sul PMT ha evidenziato un problema costruttivo ed è quindi stato sostituito dalla casa madre. Per quanto riguarda invece il PMT di Mainz, esso ha presentato un guadagno anomalo ed è tutt'ora in fase di test in acqua, al fine di controllare la stabilità del guadagno in un lungo periodo [58].

Il valore medio del guadagno dei fotomoltiplicatori di Bologna è risultato $(5.93 \pm 0.10) \cdot 10^6$, inferiore a quello dichiarato dalla casa madre (10^7), che aveva svolto le misure senza il cavo di lunghezza 30 m per trasportare il segnale e la tensione di alimentazione dei PMT. I test hanno permesso di trovare i parametri della caratteristica $G - V$ e di controllarne la linearità. La misura di tale caratteristica permette inoltre di alimentare i PMT ad una tensione che fornisca un guadagno equalizzato (per esempio 10^7) quando saranno utilizzati nel muon veto di XENON1T.

Il valore medio dei conteggi di buio dei fotomoltiplicatori di Bologna con soglia di un fotoelettrone risulta pari a (1.26 ± 0.10) kHz. Le misure di dark rate dovranno essere ripetute durante i test ai LNGS (Cap. 4), nelle condizioni sperimentali più simili a quelle della water tank di XENON1T.

Il rate di afterpulse si mantiene costante relativamente a due differenti intensità del segnale prompt e la distribuzione temporale dei picchi permette di distinguere tre diverse popolazioni; si può quindi concludere che la maggiore sorgente di afterpulse sia la ionizzazione del gas residuo nel PMT, costituito principalmente dalle molecole H_2 , He e CO_2 . Il valore medio del rate di afterpulse sui 50 fotomoltiplicatori testati a Bologna è pari a $(11.6 \pm 0.6)\%$ con soglia di 2 fotoelettroni. Le misure ai LNGS (Cap. 4) permetteranno di verificare la stabilità del rate di afterpulse.

Il test presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso permetterà, oltre allo studio della stabilità dei PMT nel tempo, di verificare le misure effettuate in aria a Bologna e a Mainz.

Capitolo 4

Test in acqua di 90 fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY HQE

Come riportato nel Cap. 3, i 90 fotomoltiplicatori sono stati testati in aria tra Novembre 2012 e Marzo 2013. Contemporaneamente ai test in aria è stato ideato e preparato un sistema di test dei fotomoltiplicatori in acqua effettuato poi presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso nel periodo compreso tra Aprile e Settembre 2013. I test in acqua sono finalizzati allo studio del comportamento dei PMT in una situazione sperimentale simile a quella che si avrà nella water tank di XENON1T. Inoltre il test permette di ripetere le misure effettuate in due sedi distinte utilizzando un setup unico. La stazione di test al Gran Sasso è impiegata anche per testare l'elettronica che sarà poi utilizzata nel veto di muoni ed un sistema di calibrazione alternativo dei PMT.

In questo capitolo, dopo aver descritto il setup preparato, saranno riportati i risultati ottenuti.

4.1 Finalità del test

I PMT del veto di muoni sono stati testati a Bologna e Mainz al fine di studiarne le caratteristiche; nonostante ciò si è ritenuto utile testarli anche in acqua. È infatti importante studiare il comportamento nel tempo dei PMT in acqua, condizione sperimentale che si presenterà quando opereranno nel veto di muoni dell'esperimento XENON1T.

Inoltre, in seguito ai test in aria sono state evidenziate alcune differenze nei risultati delle due sedi, che il test in un unico setup potrà chiarire. In

particolare le misure in aria dei guadagni dei PMT testati a Bologna e a Mainz differiscono di circa il 9%.

Per il test in acqua è previsto un sistema di calibrazione diverso da quello utilizzato per i test in aria. Infatti è stata installata una palla che diffonde luce in maniera omogenea. Per confrontare i due sistemi di calibrazione sono state comunemente installate delle fibre ottiche su alcuni PMT.

Il test in acqua ha quindi diverse finalità, che possono essere schematizzate come segue:

1. Caratterizzazione dei PMT:
 - misura di guadagno;
 - misura di dark rate;
 - misura di afterpulse;
 - monitoraggio della stabilità dei 3 parametri nel tempo.
2. Test dell'elettronica finale del sistema di veto di muoni:
 - test del sistema di alimentazione dei PMT;
 - test dei Digitizer.
3. Test del sistema di calibrazione con la palla diffusiva
4. Test ed ottimizzazione del *software* di acquisizione dati e di analisi

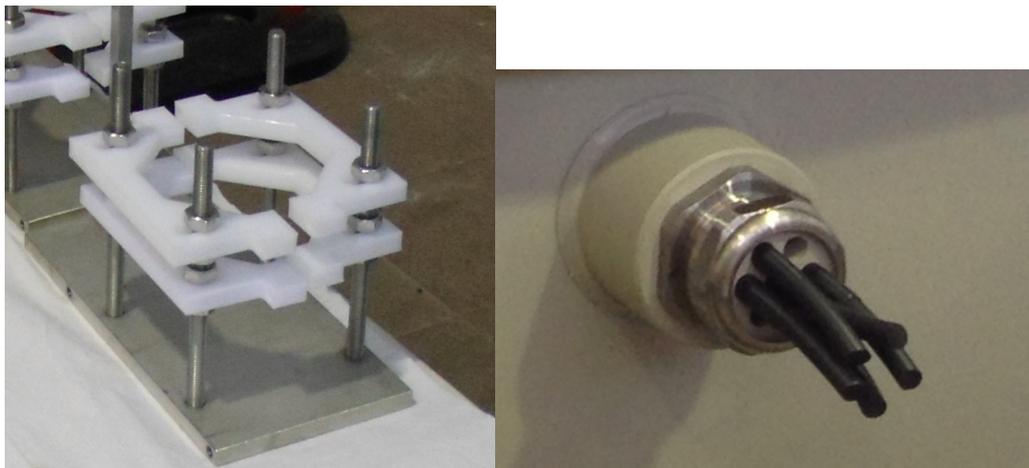


Figura 4.1: Parti meccaniche testate ai LNGS, che saranno impiegate nella water tank di XENON1T: struttura di supporto del PMT (sinistra) e feedthrough per i cavi (destra).

5. Test di parti della meccanica (Fig. 4.1) che saranno utilizzate nel sistema di veto di muoni

Oggetto della tesi è la caratterizzazione dei PMT ed il confronto con i risultati ottenuti a Bologna.

I test in acqua ai LNGS permetteranno di effettuare una scelta definitiva degli 84 PMT che saranno montati nella water tank di XENON1T.

4.2 Setup sperimentale per i test in acqua

Il test in acqua dei PMT è stato effettuato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. A tale scopo è stato ideato e realizzato un opportuno setup sperimentale, descritto nel dettaglio nei seguenti paragrafi.

4.2.1 Meccanica

Per ottimizzare il test si è deciso di testare i PMT in gruppi di 24. A tale scopo a Bologna è stata progettata e realizzata una *small water tank* cilindrica in polipropilene (1 m di altezza e 1.6 m di diametro), mostrata in Fig. 4.2 (in alto lo schema della small water tank e in basso foto di 24 PMT installati).

Inoltre dalla Sezione INFN di Bologna è stata progettata e realizzata anche la struttura meccanica di sostegno dei 24 PMT, costituita da due anelli che ospitano ognuno 12 PMT (Fig. 4.3). Ciascuno dei 24 PMT è montato nel rispettivo *PMT holder* (Fig. 4.1 sinistra), sostegno che sarà utilizzato anche nella water tank del veto di muoni, ed è poi fissato alla struttura di sostegno.

La small water tank è internamente ricoperta da uno strato di PVC nero, in modo da poter assorbire la luce. Nella small water tank sono installati 4 feedthrough per i cavi dei PMT e 1 feedthrough per le fibre ottiche. Un ulteriore feedthrough è posto al centro del coperchio della small water tank, per far passare la fibra ottica utilizzata per la palla diffusiva.

La small water tank è provvista di un sistema che permette di riempirla e svuotarla con acqua ultrapura (mediante una pompa).

In Fig. 4.4 sono mostrate alcune fasi di montaggio dei PMT, alle quali ho partecipato.

4.2.2 Sistema di calibrazione

Il sistema di calibrazione impiegato nei test è costituito da un LED blu di $\lambda = 470$ nm interfacciato ad una fibra ottica (di 30 m) che trasporta la luce direttamente alla palla diffusiva, o *diffuser ball* [59]. La diffuser ball consiste

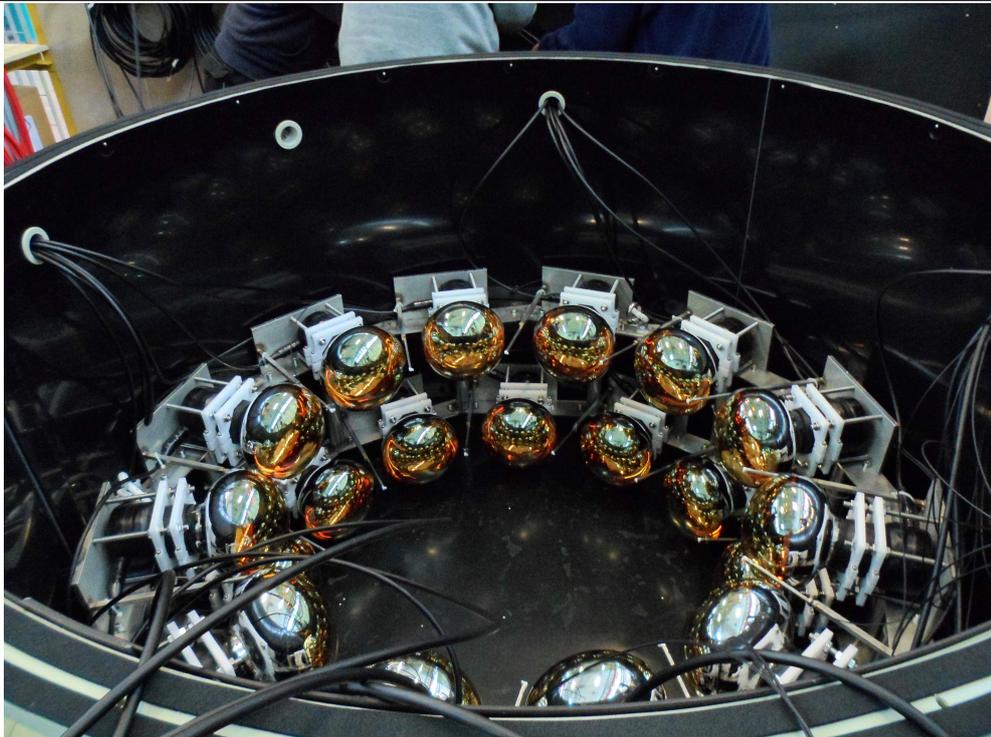
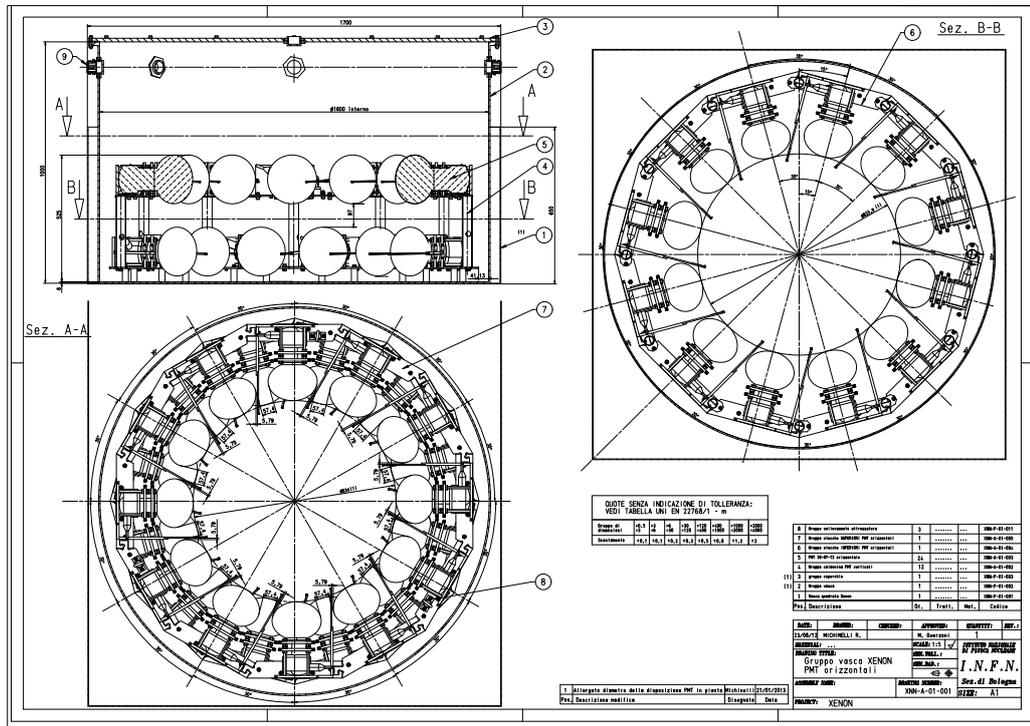


Figura 4.2: Schema della small water tank realizzata dalla Sezione INFN di Bologna (in alto) e foto della small water tank con 24 PMT installati, ai LNGS (in basso).



Figura 4.3: *Struttura meccanica di sostegno dei 24 PMT costituita da 2 anelli che ospitano 12 PMT ciascuno e un PMT holder installato.*

in una palla che diffonde luce in maniera omogenea, in tutte le direzioni. Essa è costituita da uno strato sferico di PTFE che racchiude un volume di silicone in cui sono fissate delle micro sfere di vetro. La fibra ottica trasporta la luce all'interno della diffuser ball in una regione ad alta densità, costituita da micro sfere di vetro e cemento ottico (Fig. 4.5).

Poichè nei test in aria le misure sono state effettuate con le fibre ottiche (Par. 3.3.1), si è pensato comunque di inserirle nel setup per confrontare i risultati dei due sistemi. In particolare è stata installata una fibra singola (di 30 m) e 7 fibre (di 10 m) raggruppate ad un'estremità, che hanno quindi permesso di calibrare un totale di 8 PMT per gruppo. Come nei test a Bologna, la fibra è ancorata ad un supporto verticale e la luce, prima di raggiungere il fotocatodo, è riflessa da un pezzo di PTFE di opportuna forma.

4.2.3 Elettronica

L'elettronica utilizzata per i test e che farà parte del veto di muoni consta di:

- 4 ALIMENTATORI CAEN mod. A1535SP a 24 canali ciascuno, per alimentare i PMT, montati su un MAINFRAME CAEN mod. SY 4527;

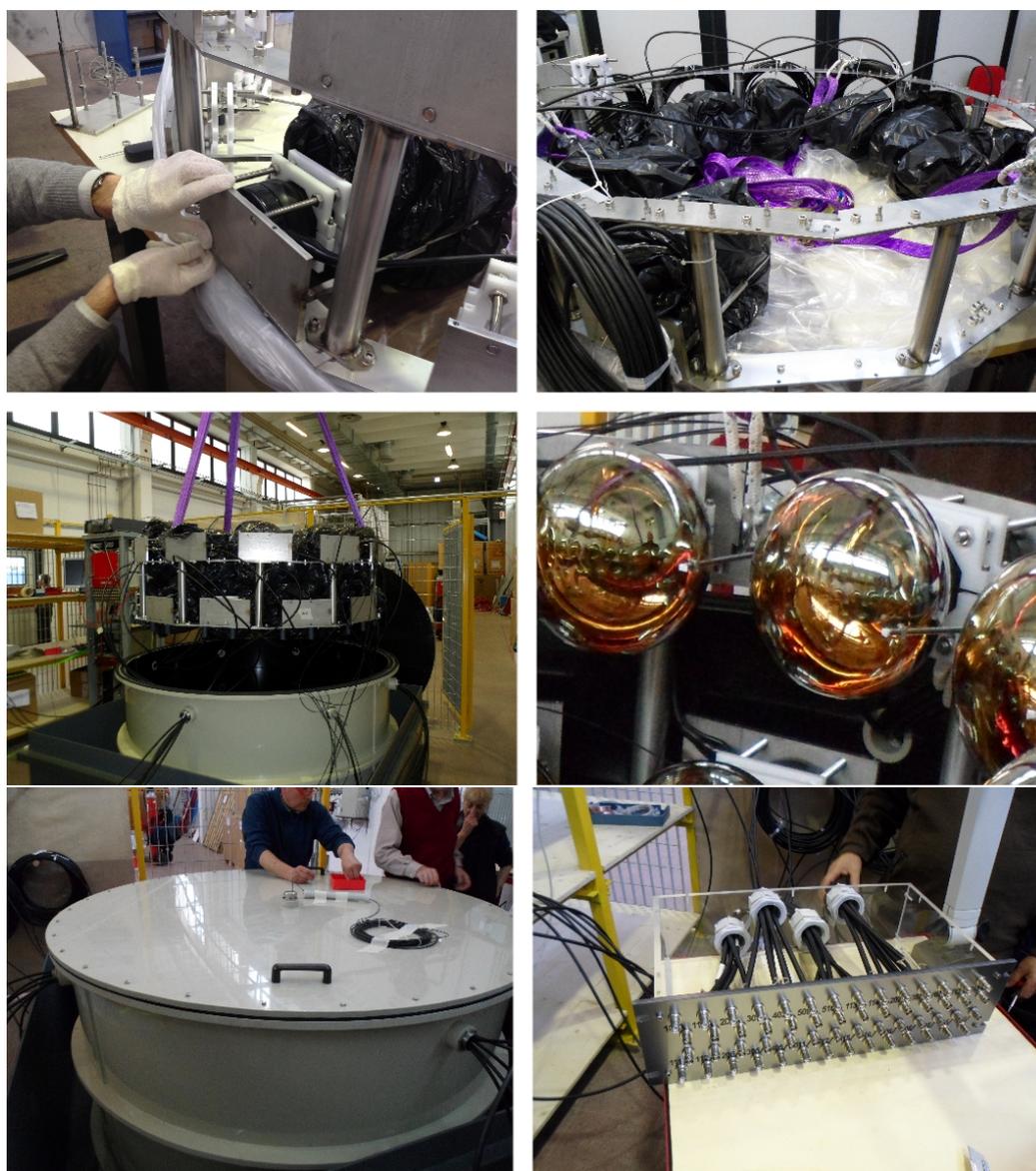


Figura 4.4: Fasi del montaggio dei 24 PMT nella small water tank. In alto: montaggio di un PMT nella struttura di supporto a due anelli (sinistra) e visione intera della struttura di supporto con alcuni PMT installati nella parte inferiore (destra). Al centro: inserimento della struttura di supporto dei PMT nella small water tank (sinistra) e ingrandimento di due PMT (destra). In basso: visione della small water tank chiusa (sinistra) e saldatura dei cavi dei PMT nella pannelliera (destra).

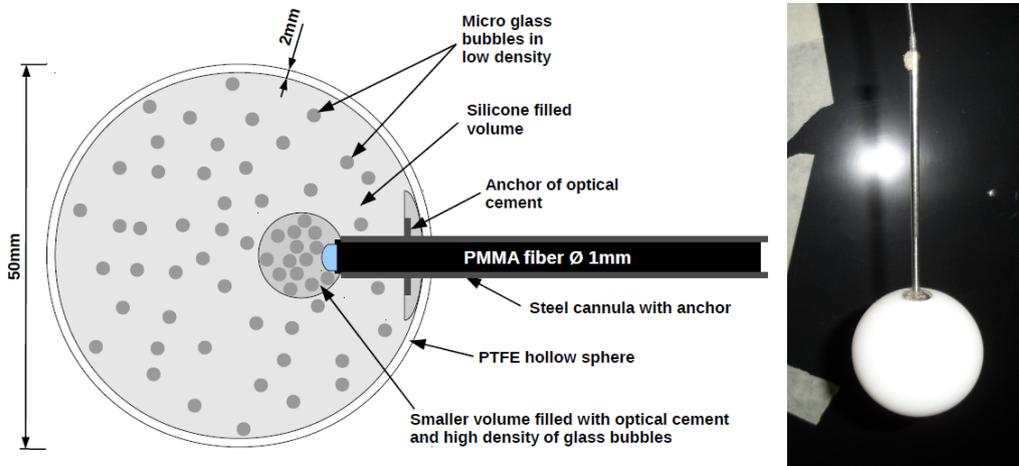


Figura 4.5: Schema della diffuser ball [59] (sinistra) e diffuser ball (destra) utilizzata nei test ai LNGS. Questo sistema di calibrazione sarà impiegato anche nella water tank di XENON1T.

- 3 Digitizer CAEN mod. V1724 a 8 canali ciascuno, per misurare la carica raccolta all'anodo (fADC). Tale Digitizer presenta una differente risoluzione rispetto a quella utilizzata nei test di Bologna e di Mainz. Infatti il range dinamico del fADC è 0.5 V e non 2.25 V, pur mantenendo lo stesso numero di bit (14);
- impulsatore LED LeCroy mod. 9210.

In Fig. 4.6 è mostrato schematicamente il setup sperimentale. I cavi dei PMT (segnale e tensione) sono saldati ad una pannelliera (*Panel* in Figura). Ciascun cavo di alta tensione è collegato ad un canale dell'alimentatore, mentre quello del segnale è connesso ad un canale dei Digitizer.

Il generatore di impulsi è usato contemporaneamente come alimentazione e trigger per il LED e come trigger per i fADC.

L'intensità luminosa di emissione del LED è misurabile tramite una differenza di potenziale (in V) riportata sull'impulsatore.

4.2.4 Sistema di acquisizione e analisi dati

Il sistema di acquisizione dati è basato su VME; il codice di acquisizione (in C/C++) gira su un computer dedicato connesso otticamente al crate VME che ospita i Digitizer via bridge CAEN mod. V2718.

I *run* ordinari di calibrazione (o di LED) prevedono l'acquisizione di 10^5 eventi con trigger rate di 200 Hz. Per ogni evento i Digitizer campionano la

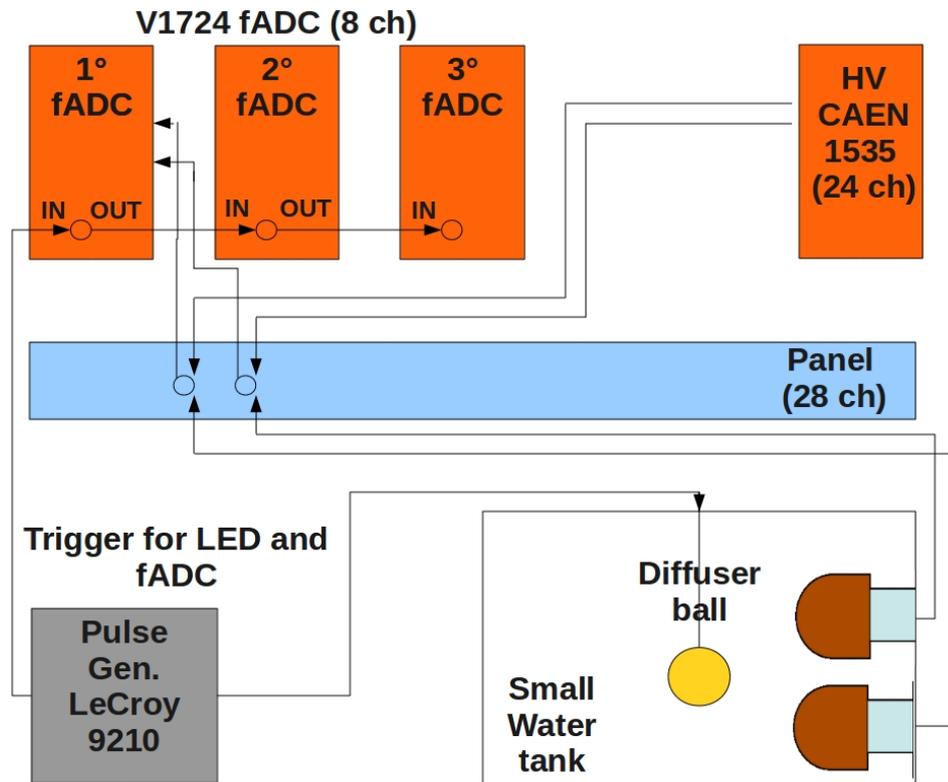


Figura 4.6: *Setup sperimentale utilizzato per i test ai LNGS di 90 PMT del veto di muoni, divisi in gruppi di 24.*

forma d'onda del segnale di ciascun PMT 512 volte (un campionamento ogni 10 ns). Il segnale campionato è digitalizzato dal fADC a 14 bit con range dinamico di 0.5 V (risoluzione 0.03 mV). I file contengono quindi le forme d'onda di ogni evento, di durata $5.12 \mu\text{s}$ e centrate intorno al trigger (Fig. 4.7).

Per l'analisi dei dati sono stati preparati ed ottimizzati codici (in *C/C++*) a partire da quelli utilizzati nei test a Bologna.

4.3 Test sistematici

I test in acqua dei 90 fotomoltiplicatori per il veto di muoni sono stati svolti ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso da Aprile a Settembre 2013.

Come già visto il setup sperimentale permette di testare i fotomoltiplicatori in gruppi da 24 (per un totale di 4 gruppi). Dopo aver testato il primo gruppo si è deciso di mantenere nel setup due PMT come riferimento.

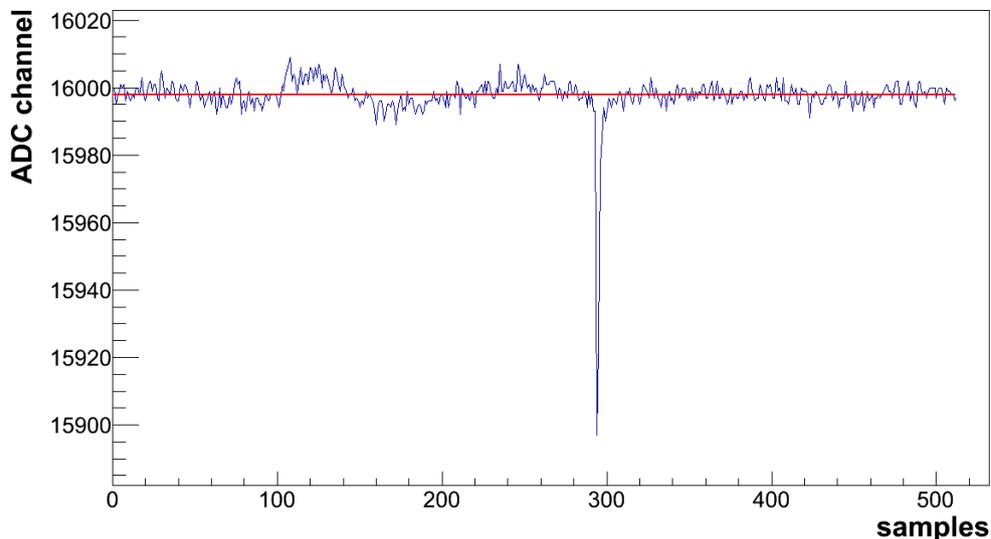


Figura 4.7: *Esempio di waveform con trigger intorno a circa 300 sample (3 μ s), che produce un segnale di singolo fotoelettrone (la linea rossa rappresenta la baseline).*

Per ogni gruppo di test è stata utilizzata una diversa scheda di alimentazione dei PMT, in maniera da controllare il funzionamento di tutte quelle che saranno poi impiegate nell'esperimento finale.

Ciascun gruppo di PMT è stato testato per circa 1 mese. In particolare il protocollo utilizzato per le misure nella small water tank è il seguente:

1. alimentazione dei PMT alla tensione nominale e small water tank senza acqua per circa una settimana;
2. riempimento con acqua ultrapura e test in acqua per circa 3 settimane;
3. svuotamento e misure in aria per 3 giorni;
4. equalizzazione dei guadagni, un giorno di misure e termine dei test.

In questo lavoro di tesi saranno riportati i risultati delle misure di guadagno, dark rate e afterpulse.

4.4 Misure di guadagno

Le misure di guadagno hanno lo scopo di studiare il funzionamento del fotomoltiplicatore in acqua.

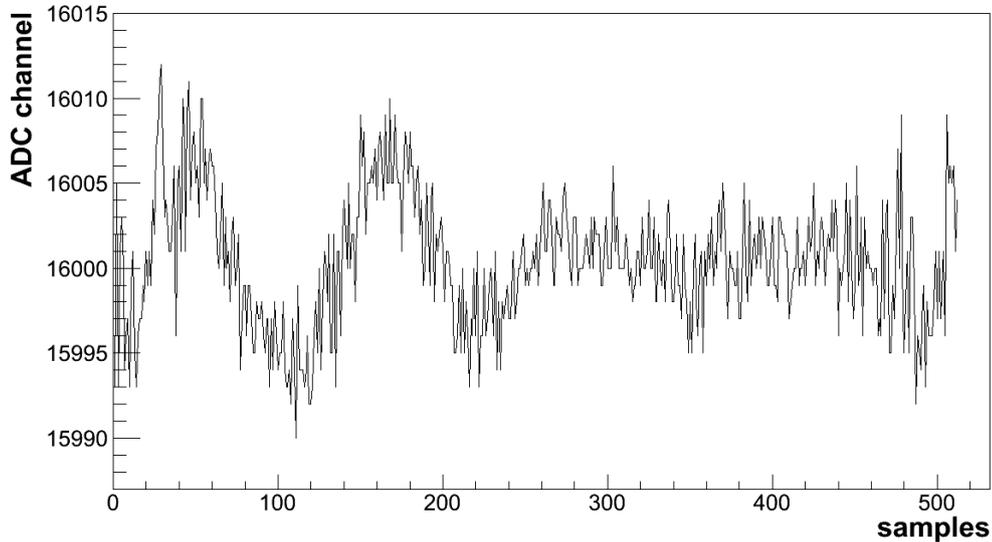


Figura 4.8: *Esempio di waveform senza segnale in cui è evidente un rumore sinusoidale di 100 kHz, che induce la necessità di una ridefinizione del calcolo della baseline.*

In particolare si è deciso di monitorare il guadagno dei fotomoltiplicatori alimentati al valore di tensione nominale nel tempo. A tale scopo i *run* di LED con la diffuser ball sono stati effettuati (con procedura automatica) ogni ora. Inoltre, al fine di confrontare i due diversi sistemi di calibrazione (fibra ottica e diffuser ball) per ogni gruppo di fotomoltiplicatori testati sono stati eseguiti *run* di LED utilizzando le 8 fibre ottiche a disposizione. Infine, prima di sostituire un gruppo di PMT, le misure effettuate sono state utilizzate, insieme ai risultati ottenuti a Bologna e a Mainz nella caratteristica $G - V$, per equalizzare i guadagni.

4.4.1 Spettro di singolo fotoelettrone

Lo spettro in carica di singolo fotoelettrone, dal quale si ricava la misura di guadagno, è ottenuto tramite una procedura analoga a quella utilizzata nei test in aria (Par. 3.5). La migliore risoluzione dei Digitizer a disposizione per i test in acqua rispetto a quelli usati per i test in aria permette di ottenere una maggiore precisione nella descrizione delle waveform. Nei test in acqua si osserva la presenza di un disturbo con frequenza di 100 kHz (Fig. 4.8) che ha indotto, in fase di analisi, alla ridefinizione della procedura di ricerca della baseline del segnale. In particolare, per ogni evento, dal *fit* gaussiano della

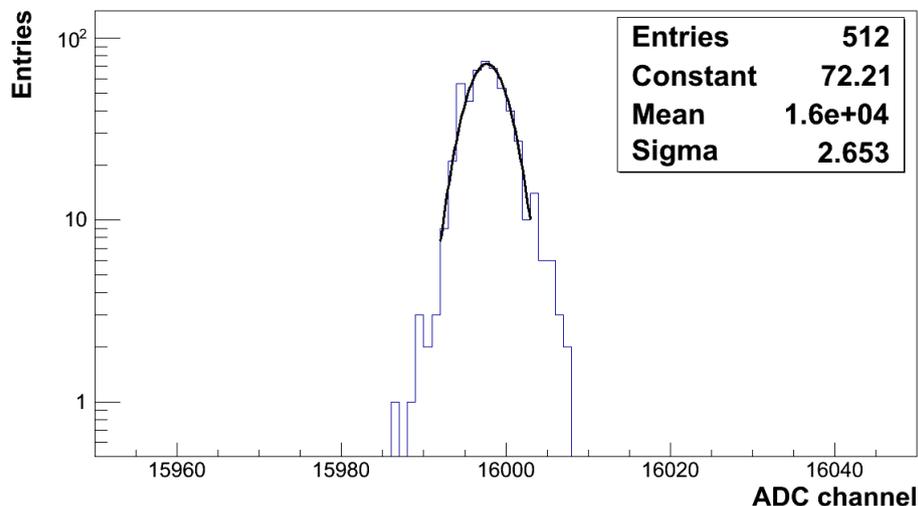


Figura 4.9: *Distribuzione del valore in canali di ADC relativi a 512 campionamenti di un evento; il valore medio del fit gaussiano (Mean), rappresentato dalla linea nera, è utilizzato baseline.*

distribuzione dei 512 campionamenti si estrae il valore medio che è usato come baseline (Fig. 4.9).

Una volta ottenuta la baseline, la procedura per ricavare lo spettro in carica raccolta all'anodo del PMT è del tutto analoga a quella utilizzata per i test in aria. A partire dallo spettro in carica si è introdotta una nuova funzione di *fit*. In particolare il *fit* utilizzato per ricavare il guadagno tiene conto delle fluttuazioni statistiche nella produzione dei fotoelettroni e nella moltiplicazione ai dinodi [60]. La probabilità che i fotoelettroni prodotti dal catodo colpiscano il primo dinodo è Poissoniana, così come la probabilità di emissione secondaria di elettroni. Il guadagno del primo dinodo è indicato con g_1 . Assumendo che tutti gli elettroni secondari siano raccolti, si entra in una catena di amplificazione in cui il segnale può essere modellizzato con una funzione Gaussiana, ed il relativo guadagno, tra il secondo e il decimo dinodo, è indicato con g . Denominando con $P(n_0, \mu)$ la prima Poissoniana, con $P(n_1, \mu_1)$ la seconda e con $G(x)$ la distribuzione Gaussiana, il *fit* dello

spettro in carica nella regione del segnale risulta:

$$S(x) = \sum_{n0} \left(P(n0, \mu) \sum_{n1} P(n1, \mu1) \cdot G(x) \right) = \sum_{n0} \left(\frac{e^{-\mu} \mu^{n0}}{n0!} \sum_{n1} \frac{e^{-\mu1} \mu1^{n1}}{n1!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-e \cdot g \cdot n1)^2}{2\sigma_1^2}} \right), \quad (4.1)$$

dove $\mu = N \cdot QE \cdot CE$ è il numero medio di fotoelettroni che colpiscono il primo dinodo se sul catodo incidono N fotoni, QE è l'efficienza quantica e CE (*Collection Efficiency*) è l'efficienza di raccolta del dinodo, infine $\mu1 = n0 \cdot g1$ è il numero medio di elettroni secondari emessi dal primo dinodo. La distribuzione Gaussiana che caratterizza la moltiplicazione del segnale dal secondo dinodo ha media $e \cdot g \cdot n1$ (dove e è la carica dell'elettrone e $n1$ sono gli elettroni secondari emessi dal primo dinodo) e deviazione standard σ_1 .

Il *fit* della regione del background nello spettro in carica è stato costruito in maniera da considerare l'effetto del disturbo a 100 kHz che si evidenzia nelle waveform. Questo infatti produce un piedistallo che risulta la con-

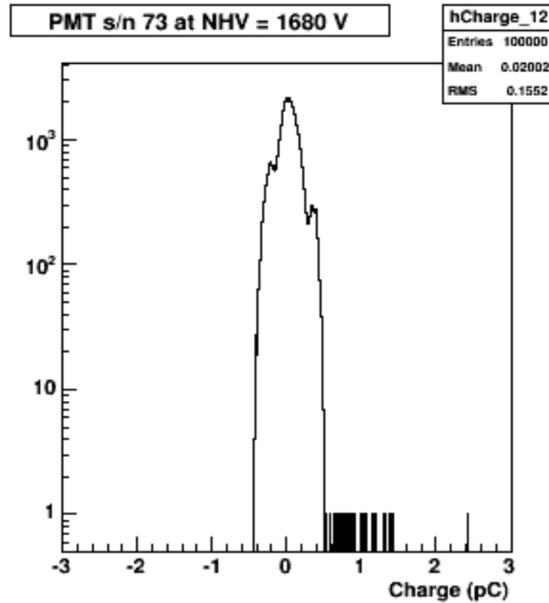


Figura 4.10: Esempio di spettro di piedistallo che presenta 3 gaussiane attorno a 0 pC, a causa del rumore sinusoidale di 100 kHz, che induce ad un valore in carica sottostimato (gaussiana di sinistra), sovrastimato (gaussiana di destra) e corretto (gaussiana centrale).

voluzione di tre gaussiane (Fig. 4.10): una centrata a 0 pC (quando nella regione del segnale non è presente il rumore), una spostata a destra (dovuta alla cresta positiva dell'onda sinusoidale) ed una a sinistra (dovuta alla cresta negativa dell'onda sinusoidale). Il *fit* del background risulta dunque:

$$B(x) = \frac{1}{\sigma_{G1}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_{G1})^2}{2\sigma_{G1}^2}} + \frac{1}{\sigma_{G2}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_{G2})^2}{2\sigma_{G2}^2}} + \frac{1}{\sigma_{G2}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-2\mu_{G1}+\mu_{G2})^2}{2\sigma_{G2}^2}}, \quad (4.2)$$

dove μ_{G1} e σ_{G1} sono la media e la deviazione standard della gaussiana centrale, μ_{G2} e σ_{G2} sono la media e la deviazione standard della gaussiana spostata a sinistra, mentre $2\mu_{G1} - \mu_{G2}$ e σ_{G2} sono la media e la deviazione standard della gaussiana spostata a destra.

Infine nel *fit* si introduce anche una componente esponenziale per descrivere i fotoelettroni sottoamplificati. Questi sono espressi nel termine:

$$E(x) = Ce^{\alpha x}, \quad (4.3)$$

dove C è una costante di normalizzazione e α è la pendenza (negativa) dell'esponenziale.

La funzione finale di *fit* utilizzata per ricavare il guadagno dei PMT testati ai LNGS risulta essere:

$$F(x) = S(x) + B(q) + E(x). \quad (4.4)$$

Il guadagno del fotomoltiplicatore ricavato da tale *fit* ed il relativo errore risultano quindi:

$$G = g1 \cdot g \quad (4.5)$$

$$\Delta G = \sqrt{\left(\frac{\partial G}{\partial g1} \Delta g1\right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial g} \Delta g\right)^2} = \sqrt{(g\Delta g1)^2 + (g1\Delta g)^2}, \quad (4.6)$$

dove $\Delta g1$ e Δg sono dati dagli errori dei parametri $g1$ e g , forniti dal *fit*. Il vantaggio di questa funzione è che il guadagno deriva da un processo statistico ed è quindi applicabile anche ad uno spettro in cui compare il contributo del secondo fotoelettrone.

In Fig. 4.11 sono mostrati a titolo di esempio gli spettri in carica di singolo fotoelettrone di 8 PMT di un *run* in acqua. Nella regione del segnale è sovrapposto il *fit* di Eq. 4.4. Il guadagno degli 8 PMT, estratto dal *fit*, è riportato in Tabella 4.1.

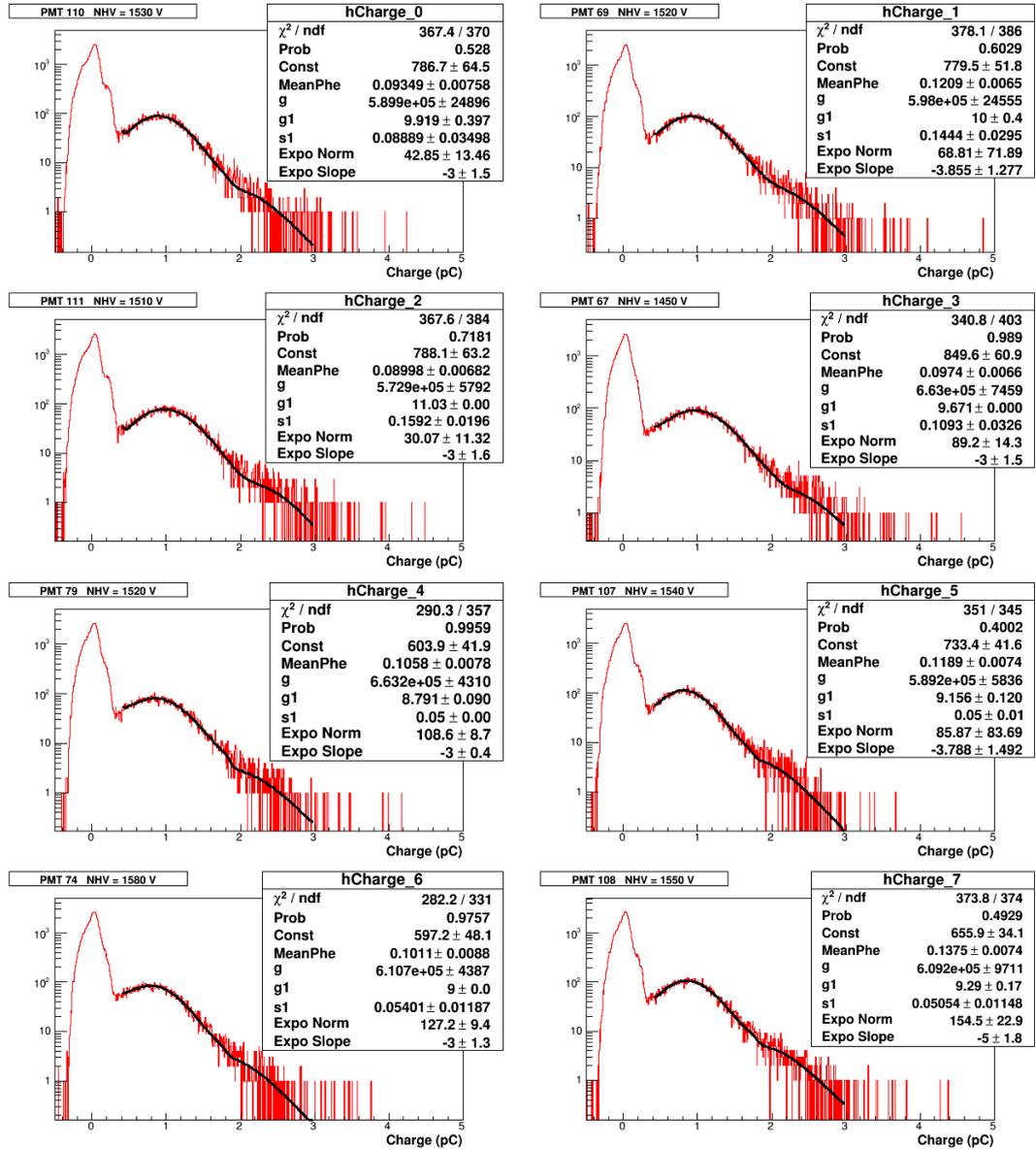


Figura 4.11: Spettri in carica di 8 PMT ottenuti da un run in acqua con LED a 1.695 V e fit di Eq. 4.4 (linea nera).

PMT nb.	110	69	111	67	79	107	74	108
NHV (V)	1530	1520	1510	1450	1520	1540	1580	1550
G ($\times 10^6$)	5.85	5.98	6.32	6.41	5.83	5.40	5.50	5.66
ΔG ($\times 10^6$)	0.34	0.33	0.06	0.07	0.07	0.09	0.04	0.14

Tabella 4.1: Guadagni di 8 PMT estratti dal fit di Eq. 4.4 sullo spettro di singolo fotoelettrone (Fig. 4.11).

4.4.2 Risultati delle misure di guadagno

Durante un mese di presa dati è stato possibile controllare giornalmente il guadagno dei PMT, facendo un *run* di LED ordinario al giorno.

In Fig. 4.12 si può osservare l'andamento del guadagno di 8 PMT; la linea blu verticale separa i run che sono stati acquisiti in aria nella prima settimana di test, da quelli che sono stati acquisiti in acqua nei successivi 20 giorni di test. Dalla figura si può notare che il guadagno si mantiene stabile entro l'errore. Inoltre il guadagno non ha subito variazioni quando la small water tank è stata riempita con l'acqua. Tale risposta del guadagno alle differenti condizioni sperimentali è importante, considerando che i PMT saranno poi utilizzati nella water tank di XENON1T, immersi in acqua. Ciò permette anche di asserire che i guadagni ottenuti dai test in aria a Bologna e a Mainz sono confrontabili con quelli misurati in acqua nella small water tank.

Per osservare l'andamento complessivo del guadagno dei PMT in uno stesso gruppo di test, soggetto cioè alle stesse condizioni sperimentali, per ogni *run* si è calcolato il valore del guadagno mediato sui 24 fotomoltiplicatori. In Fig. 4.13 è riportato il valor medio del guadagno di 24 PMT di un gruppo di test in funzione del tempo [61]; la linea verde indica il momento in cui la small water tank è stata riempita di acqua, la linea blu indica il giorno in cui si è verificato un problema con l'alimentatore, che è stato poi sostituito, la linea nera indica il punto da cui la small water tank è stata svuotata, infine la linea rossa segna il momento in cui i guadagni sono stati equalizzati (Par. 4.4.4). Si osserva un andamento costante del guadagno nel tempo, in differenti configurazioni sperimentali (PMT in acqua e in aria). Inoltre esso non ha risentito dell'operazione di sostituzione dell'alimentatore, a conferma dell'indipendenza del guadagno dei PMT dall'elettronica.

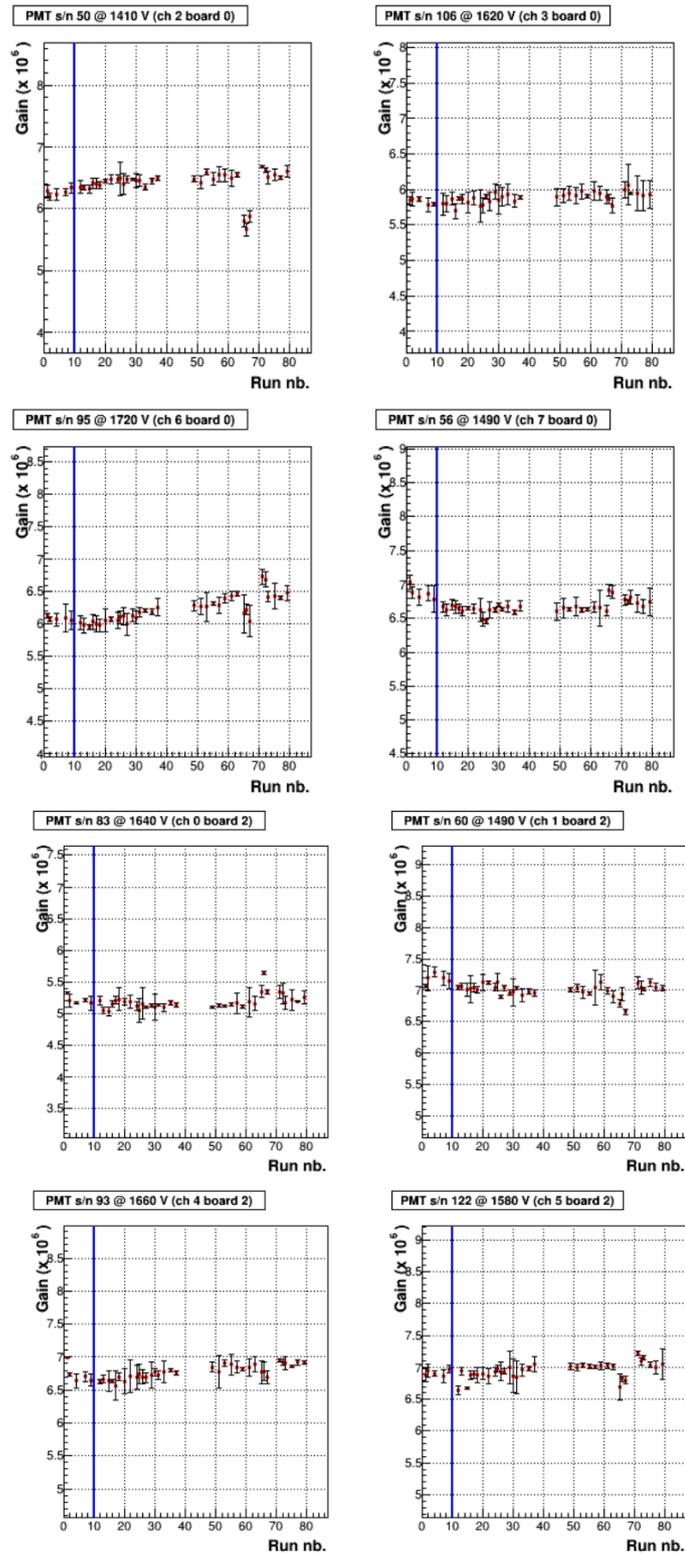


Figura 4.12: Andamento nel tempo (numero del run sull'asse x) del guadagno di 8 PMT. La linea blu divide i run che sono stati acquisiti in aria (sinistra) da quelli in acqua (destra).

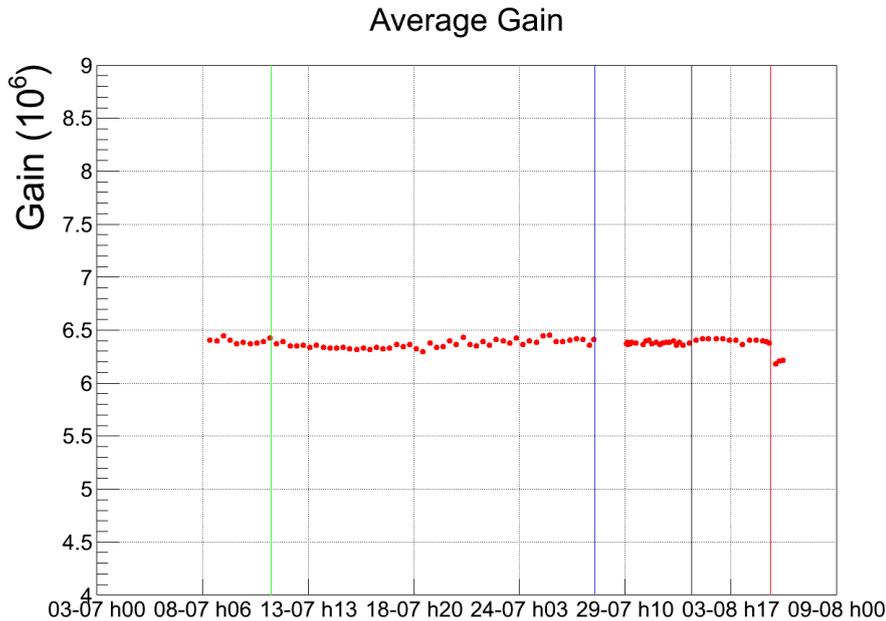


Figura 4.13: Andamento nel tempo del valor medio del guadagno di un gruppo di test (24 PMT) [61]. La linea verde divide i run che sono stati acquisiti in acqua (sinistra) da quelli in aria (destra).

4.4.3 Confronto tra i sistemi di calibrazione

Come evidenziato, la procedura di calibrazione per il test nella small water tank è diversa da quella utilizzata per i test in aria a Bologna e a Mainz. Avendo a disposizione 8 fibre ottiche, 8 PMT sono stati calibrati utilizzando tale sistema. In particolare, in Fig. 4.14 è mostrata la mappa dei PMT del primo gruppo di test nella small water tank con il relativo numero seriale. Nella stessa figura, in rosso sono indicati i PMT con installate 7 delle 8 fibre ottiche.

Gli spettri in carica ottenuti sono riportati in Fig. 4.15 (in rosso). La distribuzione di carica nera è relativa ad un PMT al quale non è stata applicata la fibra ottica, ma parte della luce delle fibre ottiche installate sui PMT adiacenti è riflessa. Nello spettro in carica si osserva infatti il contributo del singolo fotoelettrone.

In Tabella 4.2 è riportato il valore del guadagno estratto dal *fit* di Eq. 4.4 sullo spettro in carica dei PMT illuminati con la fibra ottica e quello ricavato da un *run* di LED usando la diffuser ball. La differenza tra i guadagni è dell'ordine di qualche %.

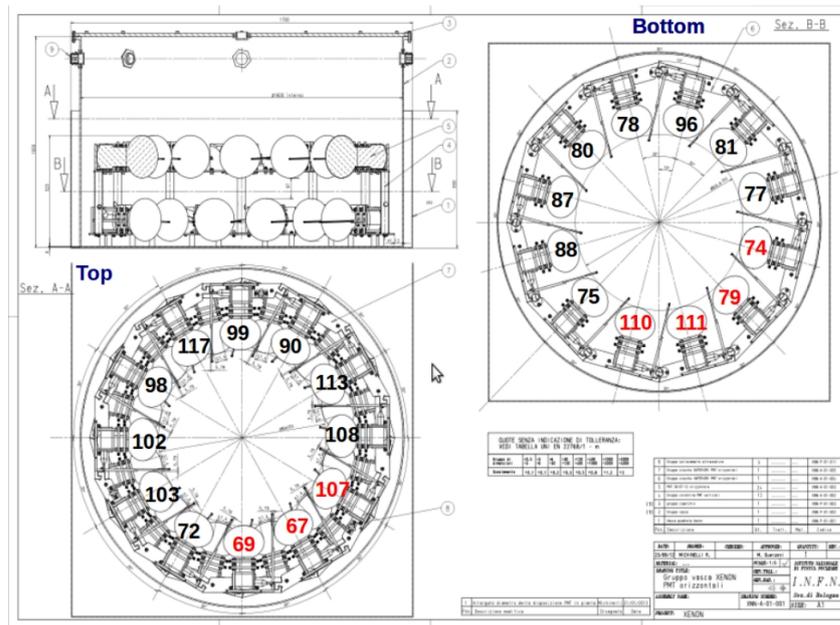


Figura 4.14: Mappa della disposizione dei PMT del primo gruppo di test; in rosso sono indicati i 7 PMT a cui è stata installata la fibra ottica.

PMT nb.	110	69	111	67	79	107	74
G ($\times 10^6$) fibra	5.85	5.83	6.42	6.48	5.47	5.63	5.22
G ($\times 10^6$) diff. ball	5.85	5.98	6.32	6.41	5.83	5.40	5.50
Differenza (%)	-0.04	2.53	-1.61	-1.05	6.56	-4.24	5.38

Tabella 4.2: Confronto tra il guadagno ottenuto illuminando i PMT con le 7 fibre ottiche e con la diffuser ball.

Si può concludere che le due procedure di calibrazione sono equivalenti ed i parametri estratti dai test in aria per la caratteristica $G - V$ possono essere utilizzati per le misure nella small water tank.

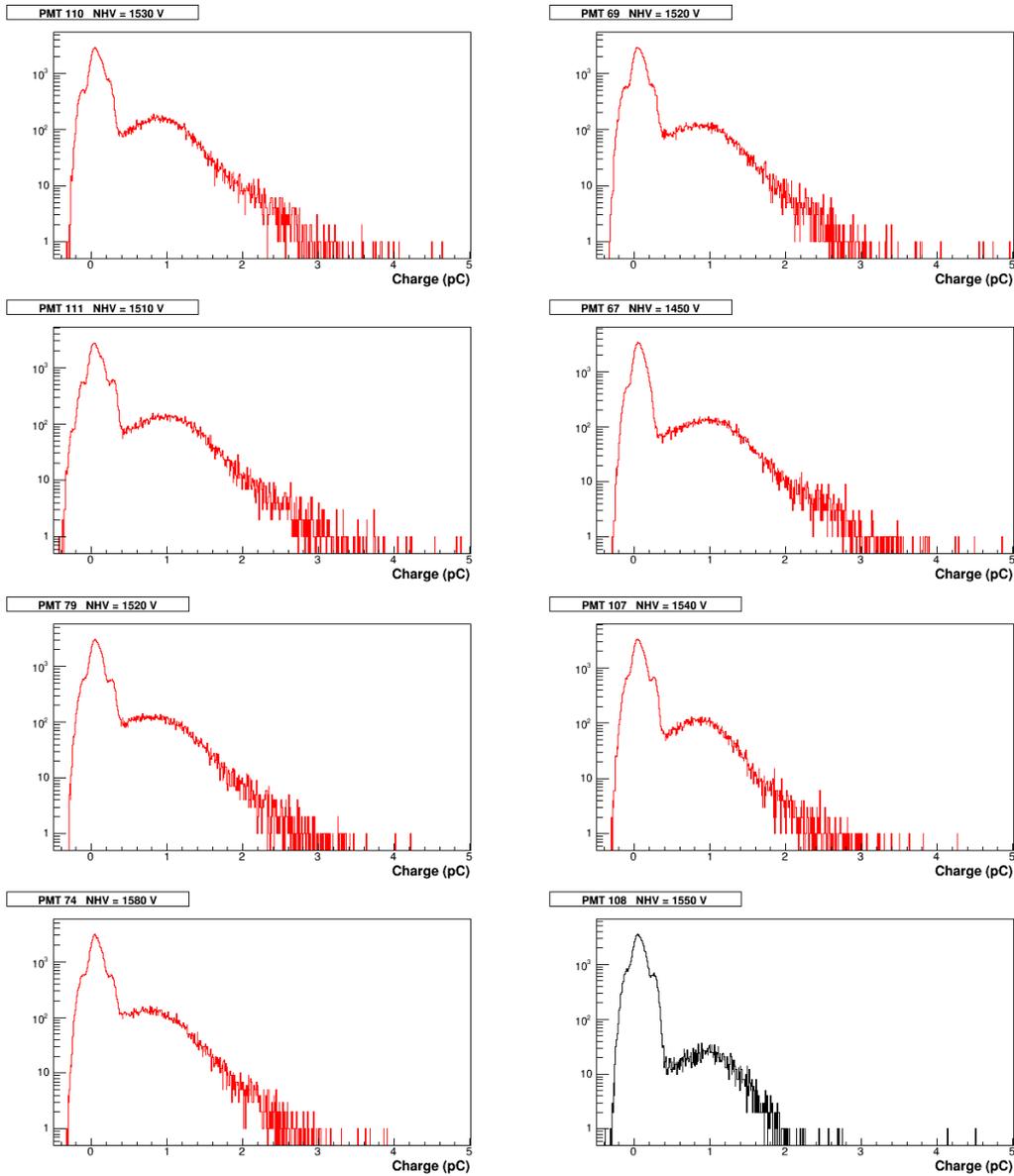


Figura 4.15: Spettro in carica di singolo fotoelettrone di 8 PMT. I grafici in rosso sono relativi ai fotomoltiplicatori illuminati dalla fibra ottica, mentre il PMT con lo spettro in nero risente solo della luce riflessa.

4.4.4 Misure con guadagni equalizzati

Una volta verificato che le misure effettuate con le fibre ottiche forniscono risultati consistenti con quelli ottenuti con la diffuser ball, si sono utilizzati i parametri della caratteristica $G - V$ (Tabella 3.3) ricavati nei test in aria per prevedere i valori di tensione alla quale alimentare i PMT per avere dei guadagni equalizzati.

Per tenere conto del fatto che i test in acqua sono effettuati alla sola tensione nominale dei PMT e per confermare le misure acquisite in aria sulla caratteristica $G - V$, al fine di ricavare le tensioni di equalizzazione si è proceduto come segue. Si è dapprima supposto che la caratteristica $G - V$ nel setup dei LNGS (in $\log G - \log V$) sia una retta parallela a quella ricavata dai test in aria e passante per il punto sperimentale misurato nella small water tank. Questo implica che tale retta abbia stessa pendenza B di quella ottenuta dai test in aria ed intercetta $\log A_{SWT}$ derivante dalle misure di guadagno svolte nella small water tank. Dall'Eq. 3.11 si ottiene:

$$\log G_{SWT} = \log A_{SWT} + B \log NHV \implies \log A_{SWT} = \log \frac{G_{SWT}}{NHV^B}, \quad (4.7)$$

dove G_{SWT} è il guadagno misurato nella small water tank e NHV è la tensione nominale fornita dal costruttore. Una volta ricavata l'intercetta, con la legge di potenza di Eq. 3.11 si determina il valore di tensione HV_{EQ} che fornisce un guadagno equalizzato G_{EQ} :

$$\begin{aligned} \log G_{EQ} = \log A_{SWT} + B \log HV_{EQ} &\implies \log HV_{EQ}^B = \log \left(\frac{G_{EQ}}{G_{SWT}} NHV^B \right) \\ HV_{EQ} &= \sqrt[B]{\frac{G_{EQ}}{G_{SWT}}} NHV. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Per l'equalizzazione è stato richiesto che la carica di singolo fotoelettrone raccolta dai PMT sia pari a $\mu_{s.p.e.}=1$ pC; il guadagno dovrà essere $G_{EQ} = 6.2 \cdot 10^6$.

Le misure per verificare l'equalizzazione dei guadagni sono state effettuate con un ordinario *run* di LED alimentando i PMT al valore di tensione ricavato dall'Eq. 4.8 che fornisce un guadagno pari a $G_{EQ} = 6.2 \cdot 10^6$ (Fig. 4.13, regione di destra). In Tabella 4.3 sono riportati i valori di guadagno estratti da tali *run*, per 8 PMT. I guadagni ottenuti sono equalizzati entro il 5%. Tale risultato è valido per tutti i PMT testati ai LNGS e costituisce un'ulteriore conferma delle misure effettuate a Bologna e a Mainz.

PMT nb.	110	69	111	67	79	107	74	108
HV_{EQ} (V)	1530	1525	1495	1440	1540	1560	1610	1555
G ($\times 10^6$)	6.11	6.24	6.28	6.20	5.98	6.20	6.00	6.06
ΔG ($\times 10^6$)	0.06	0.08	0.18	0.06	0.13	0.28	0.12	0.08

Tabella 4.3: *Tensioni di alimentazione di 8 PMT (e guadagni) per prevedere un valore equalizzato pari a $G_{EQ} = 6.2 \cdot 10^6$.*

4.5 Misure di Dark rate

Le misure di dark rate nella small water tank sono importanti per poter stimare il numero di conteggi di buio dei PMT in acqua, utilizzando la stessa elettronica che sarà impiegata per XENON1T. Bisogna ricordare che questi test sono effettuati nei Laboratori esterni del Gran Sasso, a circa 1000 m di altitudine, in cui il flusso dei raggi cosmici è molto superiore (di circa un fattore 6) a quello che giunge ai Laboratori sotterranei. Di nuovo quindi i risultati possono essere utilizzati esclusivamente per un confronto con quelli in aria. Inoltre l'impiego di un unico setup sperimentale permetterà di evidenziare possibili anomalie in termini di conteggi di buio dei PMT.

4.5.1 Strategia di analisi

La procedura che è stata utilizzata per calcolare il dark rate è molto simile a quella adottata nei test in aria (Par. 3.6). Le misure di LED, di dark rate e di afterpulse svolte ai LNGS sono un numero elevato rispetto a quelle fatte durante i test in aria, infatti il periodo di presa dati è circa quadruplicato. Si è quindi deciso, al fine di avere una migliore statistica per valutare il dark rate, di sfruttare anche i *run* di LED, effettuando le dovute modifiche all'analisi.

In particolare il dark rate è calcolato solo nella regione in cui non ci si aspetta di trovare il segnale, dunque si escludono 250 ns nella zona del trigger ([275,300] sample). Una volta contati, per ogni evento, i picchi sopra la soglia richiesta, si divide per il numero totale di eventi e si normalizza per 4.87 μ s, che è la lunghezza temporale della waveform in cui è valutato il dark rate.

La soglia di singolo fotoelettrone (in mV) si ottiene da un *run* di LED a 1.695 V e corrisponde al parametro $V_{s.p.e.}$ del *fit* di Eq. 3.12 sullo spettro in massima ampiezza. I valori di dark rate sono stati valutati per le stesse soglie utilizzate durante i test in aria, ovvero 1/4, 1/2, 3/4, 1, 3/2 e 2 fotoelettroni.

Inoltre sono state effettuate misure sia in acqua, che in aria. Di seguito sono riportati i risultati.

4.5.2 Risultati delle misure di dark rate

A titolo di esempio il dark rate di 8 fotomoltiplicatori calcolato da un *run* di LED a 1.695 V, in cui i PMT sono immersi in acqua e sono alimentati alla tensione nominale, è riportato in Fig. 4.16. Ciascun punto nei grafici mostrati corrisponde al valore del dark relativo a 100 diverse soglie, tra 0.3 mV e 10.3 mV (intervalli di 0.1 mV). Da tali grafici si estrae il dark rate calcolato fissando come soglia i 6 valori utilizzati a Bologna (1/4, 1/2, 3/4, 1, 3/2 e 2 fotoelettroni). In tutti i PMT si osserva lo stesso andamento: un picco vicino a 0.3 mV, dovuto alla presenza del rumore sinusoidale, ed un gradino intorno alla soglia di singolo fotoelettrone.

Il dark rate (in Hz) relativo alle 6 diverse soglie e la soglia di singolo fotoelettrone sono riportati in Tabella 4.4. Il valore medio dei conteggi di buio calcolati a Bologna con la soglia di un fotoelettrone, pari a (1.26 ± 0.10) kHz (Fig. 3.16), è circa 2 volte inferiore a quello che si misura nella small water tank, determinato da un *run* di LED in acqua. La spiegazione di questo risultato è che i raggi cosmici, attraversando l'acqua, emettono fotoni per effetto Cherenkov e contribuiscono al dark rate. Inoltre, in tale conteggio rientrano anche i relativi afterpulse, che si generano in maniera tanto più consistente quanto maggiore è la luce emessa dal muone.

Misure di conteggi di buio sono state effettuata anche utilizzando i *run* acquisiti in aria in maniera da evitare di includere anche i muoni cosmici che producono effetto Cherenkov (ed i relativi afterpulse). Il valore del dark rate (in Hz) di 8 PMT, stimato su un *run* di LED a 1.695 V effettuato in aria, relativo alle 6 diverse soglie e la soglia di singolo fotoelettrone sono riportati in Tabella 4.5. I conteggi di buio con soglia ad un fotoelettrone risultano pari a circa 800 Hz.

Threshold	PMT nb.							
	110	69	111	67	79	107	74	108
1/4 s.p.e.	6248	5038	3999	5082	3997	5414	5760	17759
1/2 s.p.e.	4007	4260	3362	4097	3054	3852	4279	3853
3/4 s.p.e.	3279	3467	2747	3298	2511	3158	3531	3138
1 s.p.e.	2483	2513	2046	2396	1970	2328	2777	2380
3/2 s.p.e.	1259	1087	1032	1116	1092	1127	1574	1084
2 s.p.e.	978	765	753	799	766	839	1100	811
V _{s.p.e.} (mV)	2.58	2.69	2.74	2.75	2.30	2.33	2.15	2.45

Tabella 4.4: Tabella del dark rate (in Hz) di 8 PMT relativo a 6 valori di soglia (1/4, 1/2, 3/4, 1, 3/2 e 2 fotoelettroni) calcolato su un *run* di LED in acqua e soglia di singolo fotoelettrone.

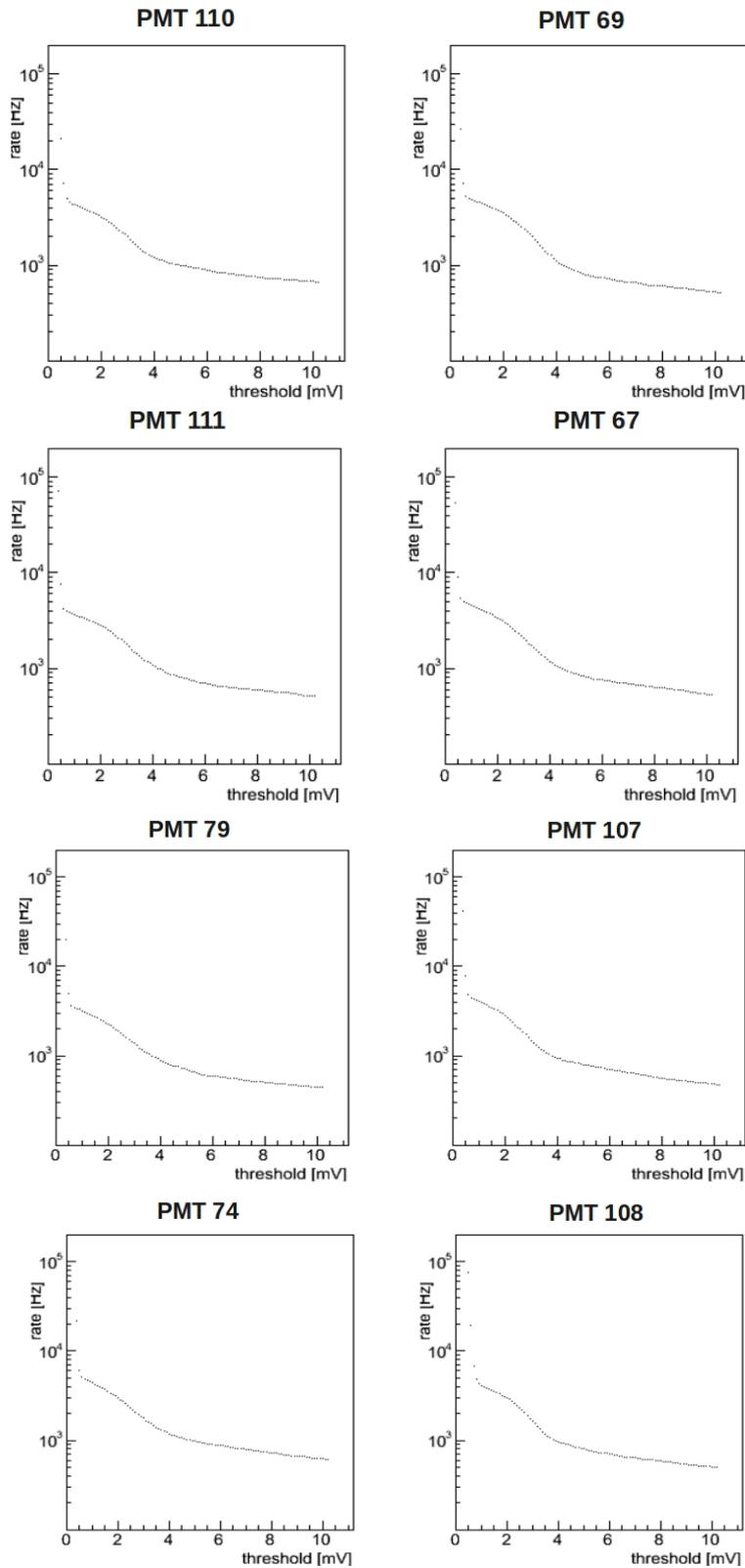


Figura 4.16: Dark rate di 8 PMT calcolato da un run di LED a 1.695 V, in acqua, con soglie tra 0.3 mV e 10.3 mV (step di 0.1 mV).

Threshold	PMT nb.							
	110	69	111	67	79	107	74	108
1/4 s.p.e.	1866	11566	1759	1911	2030	1822	3042	3471
1/2 s.p.e.	1447	1512	1354	1495	1348	1281	1769	1358
3/4 s.p.e.	1167	1163	1054	1177	1103	1042	1363	1069
1 s.p.e.	852	769	771	811	867	735	1026	775
3/2 s.p.e.	375	300	374	336	481	324	604	340
2 s.p.e.	251	205	262	226	286	232	381	231
V_{s.p.e.} (mV)	2.68	2.74	2.89	2.83	2.39	2.45	2.26	2.57

Tabella 4.5: *Tabella del dark rate (in Hz) di 8 PMT relativo a 6 valori di soglia (1/4, 1/2, 3/4, 1, 3/2 e 2 fotoelettroni) calcolato su un run di LED in aria e rispettive soglie di singolo fotoelettrone.*

I risultati ottenuti indicano che, come ci si poteva attendere, i conteggi in acqua siano superiori a causa della radiazione Cherenkov emessa dai muoni.

4.5.3 Evoluzione del dark rate nel tempo

Poichè ogni gruppo di PMT è stato in misura nella small water tank per circa un mese, è stato possibile studiare l'andamento del dark rate su lungo termine, avendo a disposizione dati sia con i PMT in aria, sia in acqua.

In Fig. 4.17 si può osservare l'andamento del dark rate con soglia di un fotoelettrone in circa un mese di presa dati, relativo ad un intero gruppo di 24 PMT, estratto da *run* di LED a 1.695 V. Poichè ogni segnale luminoso induce anche degli afterpulse che si presentano dopo di esso, la tecnica di analisi per il calcolo del dark rate consiste nello scartare la regione tra il trigger e la fine della waveform; il dark rate è dunque valutato solo nella parte della waveform prima del segnale, in circa 3 μ s.

Dai grafici dell'evoluzione temporale del dark rate si possono trarre diverse conclusioni. Prima di tutto, è ben visibile l'aumento del dark rate nei *run* in acqua (regione centrale delle figure), dovuto ai muoni cosmici che fanno effetto Cherenkov. Inoltre, il dark rate nel tempo si mantiene stabile, entro gli errori sperimentali e sia nella fase iniziale sia in quella finale del test, relativa a *run* acquisiti in aria, assume generalmente lo stesso valore. Tali valori infine sono mediamente in accordo con quanto ottenuto dal singolo *run*, mostrato in Tabella 4.4 per le misure effettuate in acqua e in Tabella 4.5 per le misure effettuate in aria.

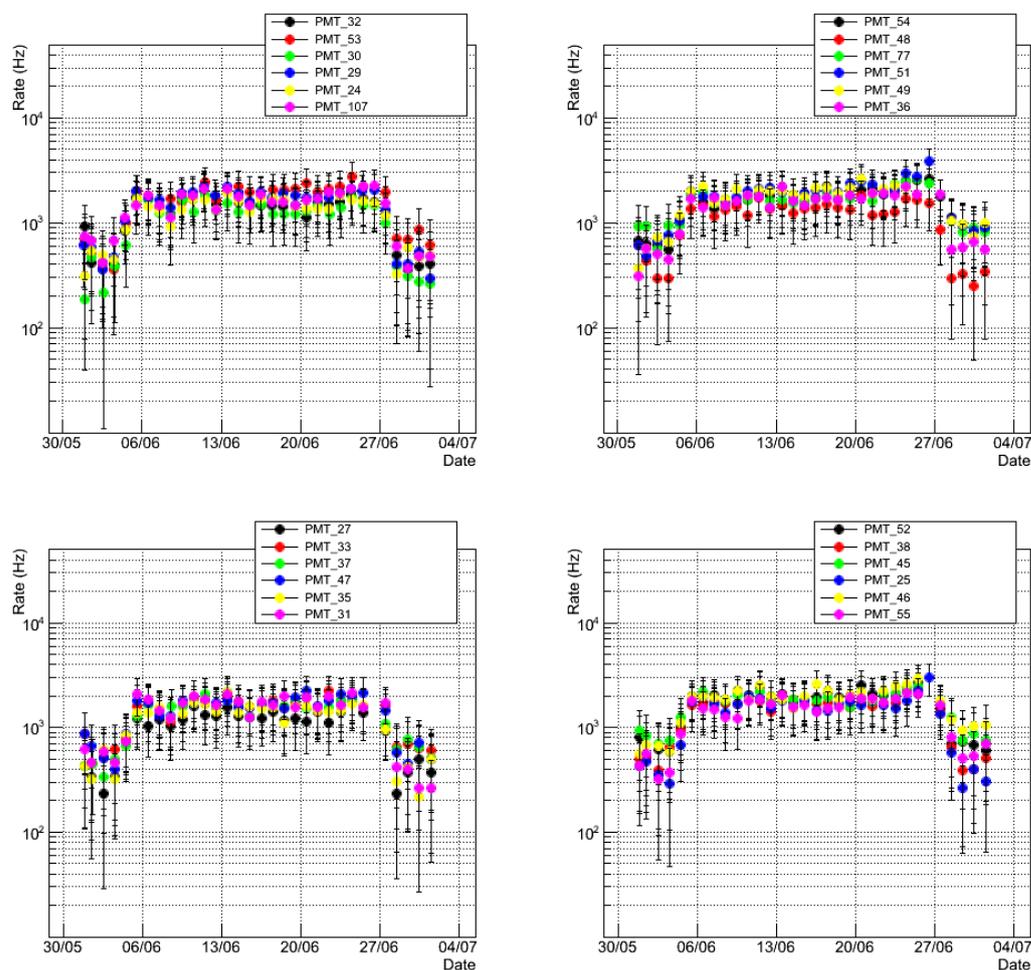


Figura 4.17: Evoluzione temporale del dark rate di 24 PMT con soglia ad un fotoelettrone, estratto da run di LED a 1.695 V.

4.6 Misure di Afterpulse

I test in acqua prevedono anche la misura di afterpulse, da confrontare con quelle dei test in aria. In realtà, però, la misura in acqua è influenzata dalla presenza di raggi cosmici.

Durante i test si è infine osservato l'andamento nel tempo degli afterpulse, per poter monitorare la loro stabilità su un lungo periodo, sfruttando tutti i *run* in acqua che si sono acquisiti durante circa un mese di presa dati.

4.6.1 Risultati delle misure di afterpulse

Tutte le misure di afterpulse sono state effettuate con frequenza di acquisizione di 50 Hz, durata di un evento pari a $20.48 \mu\text{s}$ e con i PMT alimentati alla tensione nominale. Il trigger induce un segnale prompt intorno ai primi $3 \mu\text{s}$ della waveform e gli afterpulse sono valutati nei successivi $17 \mu\text{s}$, partendo da 300 ns dopo il picco principale.

La strategia di analisi è stata mantenuta il più simile possibile a quella utilizzata nei test in aria (Par. 3.7). Gli afterpulse sono stati misurati tramite un *run* di LED, alimentato a 2.55 V e corrispondente ad un segnale prompt di circa 20 fotoelettroni.

Gli spettri prodotti sono riportati in unità di fotoelettroni (p.e.), in maniera da poter paragonare i risultati tra PMT che hanno un diverso guadagno. Il valore di soglia di singolo fotoelettrone (in mV) è lo stesso utilizzato per il dark rate; la carica di singolo fotoelettrone (in pC), si estrae applicando il *fit* di Eq. 4.4. La soglia utilizzata per valutare gli afterpulse è 2 fotoelettroni. Ancora una volta l'unica differenza si ha nella valutazione della baseline, che come per il guadagno e per il dark rate, coincide con il valor medio del *fit* gaussiano dei 2048 campionamenti che costituiscono un evento.

Afterpulse generati da un segnale prompt di 3 p.e. Sono state effettuate misure utilizzando un'intensità luminosa di 3 fotoelettroni. In questo modo è possibile verificare l'indipendenza del rate di afterpulse dal numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo.

Per l'analisi si è richiesta una soglia di 2 p.e. per definire un afterpulse. Eventi con 3 fotoelettroni si hanno nel circa 92% dei casi. Il rate di afterpulse, definito nell'Eq. 3.14, è calcolato soltanto per gli eventi in cui si ha un prompt.

In Fig. 4.18 sono riportati 3 grafici che indicano i passi intermedi per ottenere il rate di afterpulse con soglia a 2 p.e., nel caso di circa 3 fotoelettroni nel segnale prompt (LED a 2.00 V); il PMT di riferimento è stato testato in aria, in cui il segnale prompt è presente nel 94.98% dei casi. Nel grafico in alto è riportato lo spettro in carica del picco prompt, al centro quello degli afterpulse, ottenuto come somma della carica dei singoli segnali evento per evento e considerando 0 p.e. gli eventi in cui non ci sono afterpulse, mentre in basso è mostrato il rapporto tra queste due grandezze, calcolato ogni volta che si presenta il segnale principale. I valori di carica sono espressi in unità di fotoelettroni. Dal grafico in basso si osserva che il rate ha un valore medio di 10.23%.

Sono stati effettuati *run* di afterpulse con 3 p.e. nel prompt anche in acqua. In Tabella 4.6 sono riportati i valori del rate calcolati in aria ed in acqua,

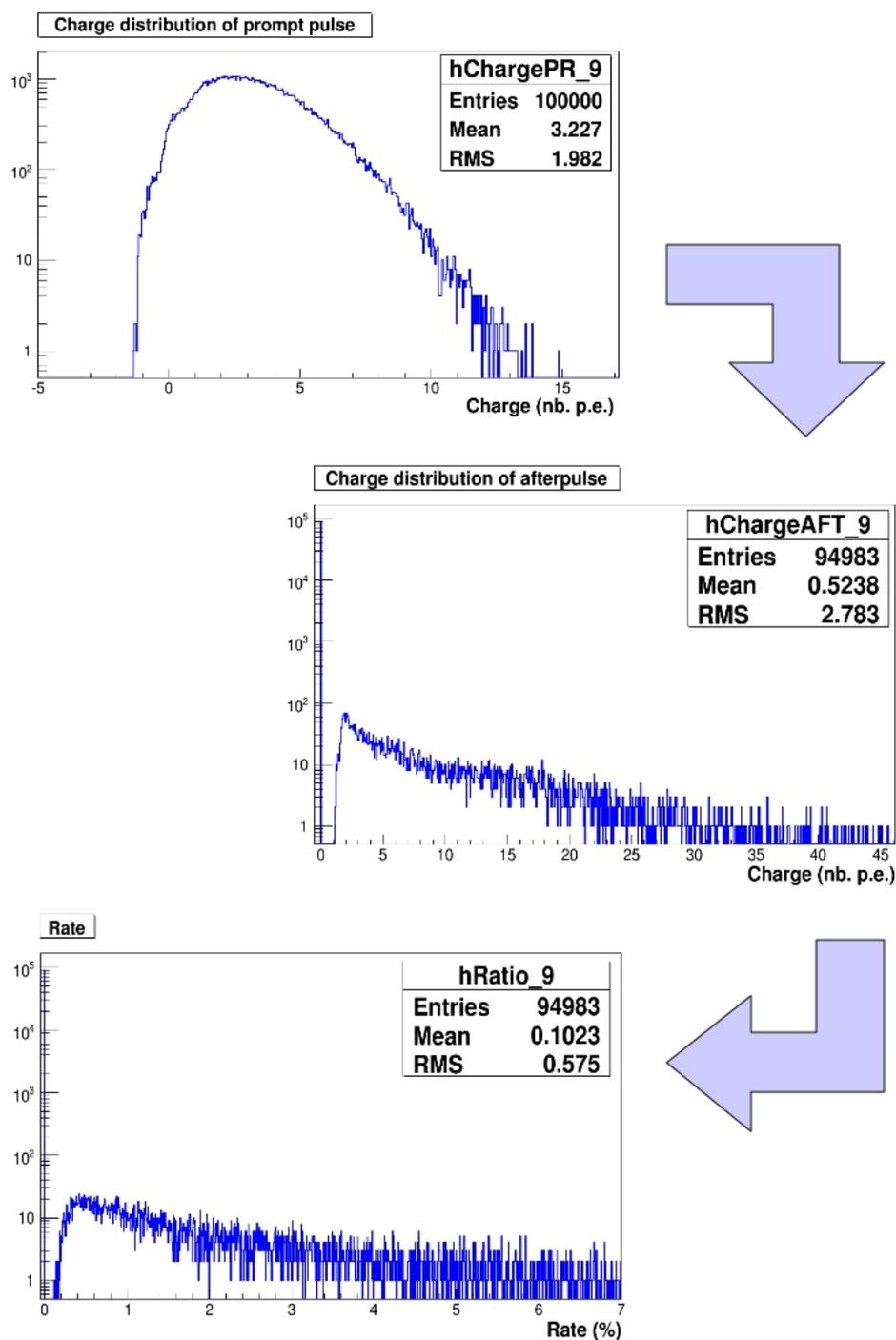


Figura 4.18: *Plot intermedi per ottenere il rate di afterpulse con soglia a 2 fotoelettroni (fig. in basso) da un run di LED in aria con circa 3 p.e., di cui il segnale si ha nel 94.98% dei casi: evento per evento si divide la carica degli afterpulse di ogni waveform (fig. in mezzo) per quella del relativo prompt (fig. in alto).*

PMT nb.	110	69	111	67	79	107	74	108
Air (%)	10.07	6.82	8.12	6.97	7.61	8.31	11.41	7.73
Water (%)	10.16	7.98	8.59	8.32	7.84	9.73	11.73	9.11

Tabella 4.6: *Tabella del rate di afterpulse di 8 PMT in aria e in acqua, con ~ 3 p.e. nel prompt e soglia di 2 fotoelettroni.*

per 8 PMT. Il rate presenta un valore di circa 1% superiore quando i PMT sono in acqua; questo è dovuto ai raggi cosmici che attraversando l'acqua emettono fotoni per effetto Cherenkov ed inducono afterpulse. In conclusione, la misura degli afterpulse nelle condizioni sperimentali in cui si hanno pochi fotoelettroni emessi al fotocatodo evidenziano un rate compatibile con le misure effettuate a Bologna.

Afterpulse generati da un segnale prompt di 20 p.e. Le misure di afterpulse generati da un segnale prompt di 20 p.e. sono state effettuate in acqua. Il rate calcolato con una soglia di 2 fotoelettroni ed il numero di fotoelettroni nel segnale prompt (circa 20 p.e.), per 8 PMT, è riportato in Tabella 4.7. Risulta che il rate per 8 fotomoltiplicatori abbia un valore medio di circa il 12%, consistente con quello trovato a Bologna. Bisogna ricordare che nella small water tank vi è il contributo dei raggi cosmici che, attraversando l'acqua, emettono radiazione Cherenkov e possono indurre afterpulse.

Per poter effettuare un confronto con le misure di Bologna senza essere condizionati dai muoni cosmici, si sono svolti *run* di afterpulse con circa 20 p.e. nel prompt anche in aria. Il rate di afterpulse calcolato con una soglia di 2 fotoelettroni, per 8 PMT, ed il numero di fotoelettroni nel segnale principale è riportato in Tabella 4.8. Il valore del rate è circa 1 % inferiore rispetto a quello misurato con i PMT in acqua, in accordo con quanto ottenuto anche illuminando i PMT con un segnale prompt di ampiezza pari a 3 fotoelettroni. Tale valore è inoltre in accordo, entro gli errori sperimentali, con quanto ottenuto dai test in aria effettuati a Bologna (Fig. 3.23).

PMT nb.	66	68	28	39	70	107	40	41
Rate (%)	7.95	19.15	10.70	8.99	7.04	11.87	13.85	13.58

Tabella 4.7: *Tabella del rate di afterpulse di 8 PMT in acqua e numero di fotoelettroni nel prompt, richiedendo una soglia di 2 fotoelettroni.*

PMT nb.	66	68	28	39	70	107	40	41
Rate (%)	6.80	16.78	8.99	8.56	6.41	10.33	12.37	12.31

Tabella 4.8: *Tabella del rate di afterpulse di 8 PMT in aria e numero di p.e. nel prompt, richiedendo una soglia di 2 fotoelettroni.*

4.6.2 Evoluzione degli afterpulse nel tempo

Nel Par. 3.7 è stato definito il rate di afterpulse, che è la grandezza che caratterizza questi segnali. Si è dimostrato sperimentalmente che, in accordo con le previsioni, il rate di afterpulse è indipendente dal numero di fotoelettroni nel prompt. Ciò accade perchè la principale sorgente di afterpulse è la ionizzazione del gas residuo nel PMT, dovuta all'urto con gli elettroni nella catena di amplificazione, quando si dirigono verso l'anodo guidati dal campo elettrico. Tale discorso vale nel caso in cui il PMT non abbia alcun tipo di perdita. Se invece ci fosse una perdita, aumenterebbero gradualmente il numero di molecole all'interno del PMT, quindi anche la probabilità che avvenga un urto tra un elettrone e il gas residuo cresce, causando un aumento del rate di afterpulse.

Con i *run* in acqua effettuati su un lungo periodo si può studiare la stabilità degli afterpulse, nelle stesse condizioni che si presentano nella water tank di XENON1T.

Il rate di afterpulse di 8 PMT in acqua, monitorati per circa 20 giorni, è riportato in Fig. 4.19. In questo periodo sono stati eseguiti 12 *run* in cui il segnale prompt ha un'intensità di circa 20 p.e. (LED a 2.55 V). L'errore sul rate di afterpulse è stato calcolato utilizzando la propagazione lineare degli errori. I valori del rate mediato sui 12 *run* di Fig. 4.19 sono riportati in Tabella 4.9. Il rate di afterpulse in acqua risulta pari a circa il 10%.

Dall'andamento nel tempo non si osserva un aumento sistematico del rate di afterpulse, che potrebbe far pensare ad una perdita nel PMT. Inoltre, il comportamento dei PMT che sono stati tenuti per tutto il test (di numero seriale SQ0077 e SQ0107) risulta molto stabile, ad esempio la variazione del rate di afterpulse del PMT SQ0077 è al massimo del 3.09%.

Dai grafici dell'evoluzione temporale degli afterpulse si evince, infine, che

PMT nb.	77	51	27	33	49	36	37	47
Mean Rate (%)	9.49	10.72	9.13	8.84	12.85	10.48	13.56	9.74

Tabella 4.9: *Tabella del rate di 8 PMT mediato su 12 run in acqua e massima variazione, richiedendo una soglia di 2 fotoelettroni e circa 20 p.e. nel prompt pulse.*

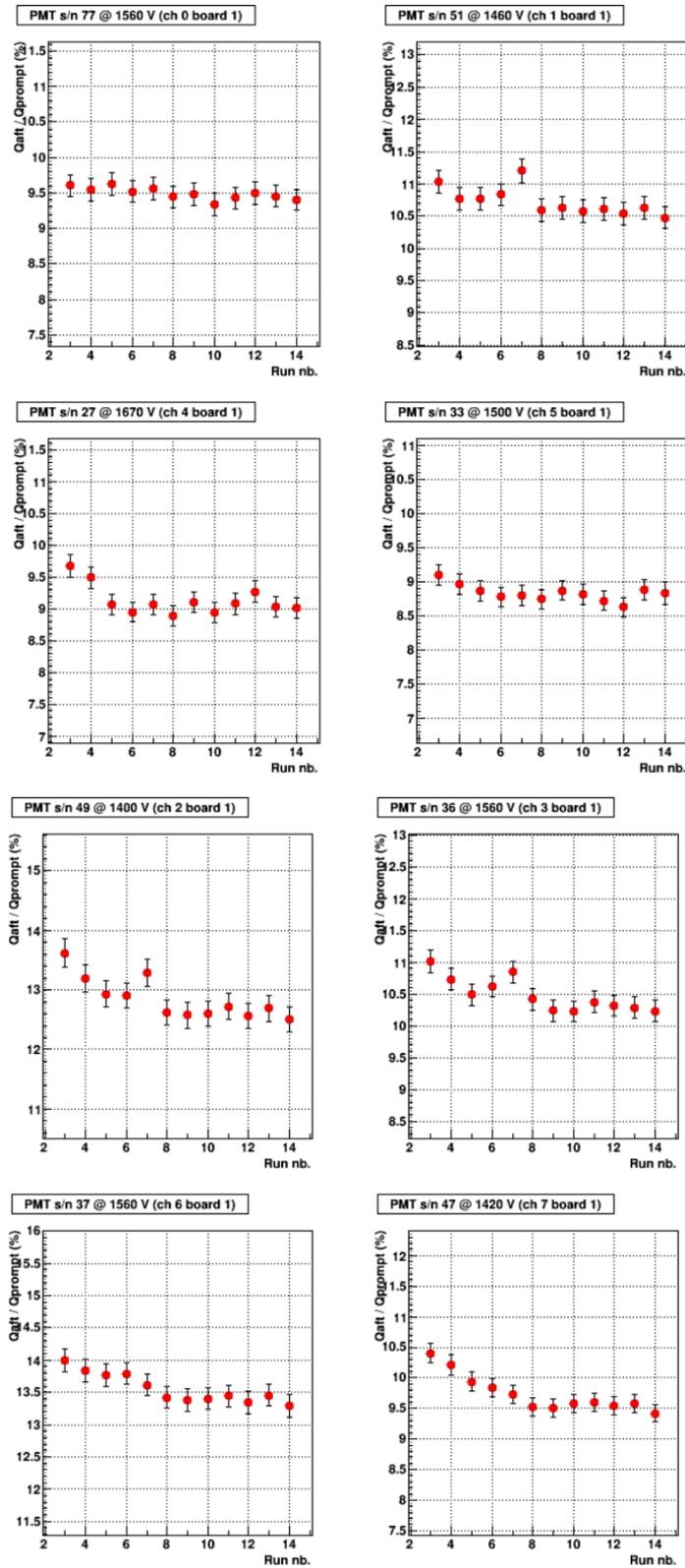


Figura 4.19: Evoluzione temporale del rate di afterpulse di 8 PMT in acqua con soglia a 2 fotoelettroni, circa 20 p.e. nel prompt pulse, in 20 giorni di presa dati.

negli ultimi *run* il rate tende a stabilizzarsi. Ciò fa pensare che i PMT necessitino di un periodo iniziale di assestamento.

4.7 Confronto con le misure dei test a Bologna

In questo paragrafo è mostrato il confronto tra le misure effettuate in aria a Bologna e quelle nella small water tank. Ciò permette di verificare che i risultati si mantengano il più possibile indipendenti dal setup utilizzato, per poter sfruttare i parametri ricavati dai test anche in un ulteriore apparato sperimentale, ovvero la water tank di XENON1T.

4.7.1 Misure di guadagno

Una volta conclusi i test ai LNGS sono stati confrontati i guadagni ottenuti a Bologna e nella small water tank, con gli stessi PMT. Innanzi tutto è stata valutata l'incidenza della funzione di *fit* utilizzata per calcolare il guadagno del PMT. A tale fine sono stati applicati i due *fit* (Eq. 3.7 ed Eq. 4.4) su tutte le misure di singolo fotoelettrone effettuate a Bologna (con i PMT alla tensione nominale) ed è stato calcolato il valore medio del guadagno (su tutti i *run* di ciascun PMT). In Fig. 4.20 è riportata la differenza percentuale tra i valori medi del guadagno ottenuto utilizzando i due diversi *fit*, per i 50 PMT di Bologna. Si è indicato con *GS* il *fit* di Eq. 4.4 e con *Bo* quello di Eq. 3.7.

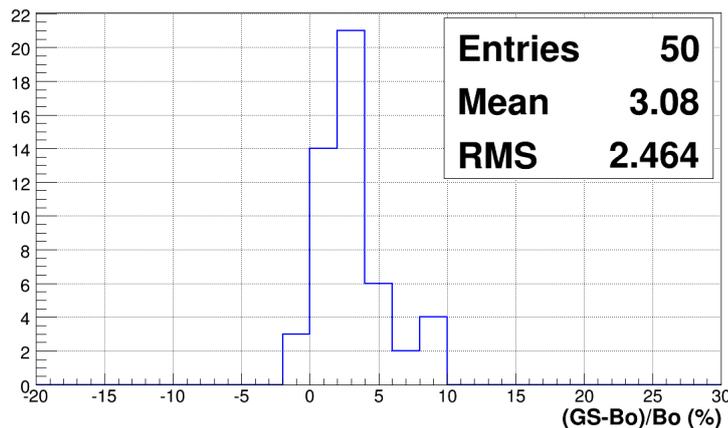


Figura 4.20: Differenza % tra il valor medio del guadagno dei 50 PMT di Bologna estratto dal fit di Eq. 4.4 (*GS*) usato nella small water tank e quello di Eq. 3.7 (*Bo*) usato nei test in aria sui dati acquisiti a Bologna.

La differenza percentuale risulta pari a circa il 3 % ed è dovuta solamente alla diversa procedura di *fit* utilizzata.

Alla luce di tale risultato il confronto tra i guadagni misurati nella small water tank e quelli misurati nei test a Bologna è stato effettuato utilizzando per entrambi come funzione di *fit* quella riportata in Eq. 4.4. Il valore medio del guadagno su tutti i *run* di LED (per ciascun PMT) acquisiti nella small water tank è stato calcolato distinguendo le misure effettuate in aria e in acqua. In Fig. 4.21 è riportata la differenza percentuale tra il valore medio del guadagno dei 50 PMT di Bologna ottenuto dalle misure effettuate nella small water tank (*SWT*) e a Bologna (*BO*). In alto, i guadagni sono relativi

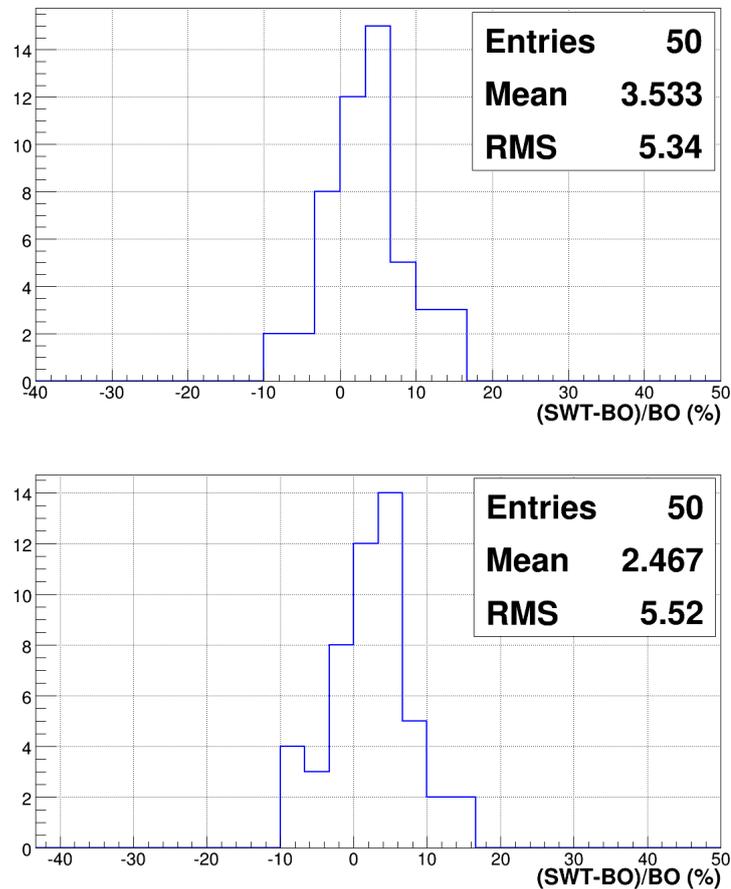


Figura 4.21: *Differenza % tra il valore medio del guadagno ottenuto dalle misure in acqua (in alto) e in aria (in basso) effettuate nella small water tank (SWT), con il guadagno ottenuto dalle misure in aria effettuate a Bologna (BO).*

ai dati acquisiti in acqua nella small water tank ed hanno una differenza media di circa 3.5 % con quelli acquisiti in aria a Bologna. Nella stessa figura (in basso) è riportata la differenza tra le misure in aria nella small water tank e a Bologna; tale differenza è in media di circa il 2 %.

I risultati evidenziano che le misure effettuate a Bologna e al Gran Sasso sono tra loro compatibili.

4.7.2 Misure di dark rate

Le misure di dark rate nella small water tank sono state effettuate nei Laboratori esterni del Gran Sasso, a circa 1000 m di altitudine, dove quindi il flusso di muoni è superiore non solo a quello che giunge ai Laboratori sotterranei, ma anche a quello che si osserva a Bologna. Dunque i risultati delle misure di dark rate in acqua sono soggette ai raggi cosmici, che emettono fotoni per effetto Cherenkov. Inoltre sono conteggiati come dark rate anche gli afterpulse che si generano in maniera tanto più consistente quanto maggiore è la luce emessa dai muoni.

Per tale motivo al fine di confrontare il dark rate che si osserva al Gran Sasso con quello misurato a Bologna, possono essere utilizzati esclusivamente *run* acquisiti in aria. Comunque, la misura di dark rate è effettuata soprattutto per poter individuare, nello stesso setup, PMT che presentano rilevanti differenze tra i conteggi di buio; tali anomalie non si sono presentate. Come si evince dalla Tabella 4.5, il valore del dark rate misurato in aria nella small water tank è mediamente pari a circa 800 Hz, in buon accordo con quanto osservato a Bologna (Fig. 3.16).

4.7.3 Misure di afterpulse

Un ragionamento analogo a quello che è stato fatto per il dark rate si può applicare agli afterpulse; poichè i muoni che attraversano l'acqua fanno effetto Cherenkov (ed inducono anche afterpulse), dunque sarebbero contati come afterpulse, per un confronto tra i risultati delle misure di afterpulse a Bologna e al Gran Sasso si possono utilizzare esclusivamente i *run* che sono stati acquisiti in aria. Come si evince dalla Tabella 4.8, il valore del rate di afterpulse misurato in aria nella small water tank è mediamente pari a circa il 10 %, in accordo, entro gli errori sperimentali, con quanto osservato a Bologna (Fig. 3.23).

4.8 Conclusioni dei test al Gran Sasso

I test in acqua effettuati al Gran Sasso hanno permesso di studiare l'andamento nel tempo del comportamento dei PMT del veto di muoni di XENON1T.

Inoltre, durante i test è stato possibile collaudare un sistema di calibrazione alternativo a quello impiegato nei test svolti a Bologna e a Mainz. Il confronto tra i guadagni ottenuti utilizzando i due diversi sistemi nello stesso setup evidenzia differenze dell'ordine di pochi %. È quindi possibile concludere che i due sistemi di calibrazione sono equivalenti e di conseguenza le misure effettuate al Gran Sasso risultano direttamente confrontabili con quelle effettuate ad esempio a Bologna.

Alla luce di tale conclusione, a partire dai risultati delle misure di Bologna è stato possibile calcolare i valori di tensione di alimentazione dei PMT che forniscano dei guadagni equalizzati (secondo l'Eq. 4.8). I valori dei guadagni equalizzati, misurati da *run* di LED con i PMT opportunamente alimentati, differiscono al più del 5%. Ciò implica che la procedura utilizzata per ricavare l'equalizzazione dei guadagni è corretta e potrà essere applicata anche nella water tank dell'esperimento XENON1T. Inoltre, per quanto concerne l'andamento del guadagno nel tempo, i risultati hanno evidenziato una stabilità nel comportamento dei PMT. Relativamente ai 50 PMT che sono stati testati a Bologna, la differenza tra il guadagno misurato nei due setup è dell'ordine di qualche %; le misure sono quindi in accordo tra loro.

L'andamento del dark rate nel tempo porta alla conclusione che quando è calcolato dai *run* in acqua è superiore di circa un fattore 2 rispetto a quello valutato in aria. Ciò è dovuto ai muoni cosmici che emettono radiazione Cherenkov quando attraversano l'acqua. Il dark rate comunque rimane stabile nel tempo, sia in acqua che in aria.

Per poter stimare al meglio la quantità di afterpulse, si è deciso di fare delle misure in diverse condizioni sperimentali (3 e 20 fotoelettroni nel segnale prompt). I valori del rate di afterpulse sono risultati dinuovo compatibili, entro l'errore, con i risultati ottenuti a Bologna. Inoltre lo studio dell'andamento degli afterpulse nel tempo ha permesso di monitorare il funzionamento dei PMT. Essi evidenziano una diminuzione del rate ed una successiva fase di stabilità. Tale comportamento è in accordo con l'ipotesi che il PMT necessiti di un po' di tempo per stabilizzarsi.

Conclusioni

Negli ultimi anni la materia oscura è stata oggetto di molte indagini nel campo dell'astrofisica e della cosmologia, sia dal punto di vista teorico, sia dal punto di vista sperimentale. L'identificazione della materia oscura sarebbe una conferma delle osservazioni e delle predizioni fatte finora. Grossi progressi sono stati conseguiti nella realizzazione di esperimenti in grado di rivelare la materia oscura sfruttando tecniche dirette (basate sulle interazioni con il nucleo bersaglio) o tecniche indirette (che mirano ad osservare i prodotti di annichilazione della materia oscura).

Le interazioni della materia oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole ed il numero di eventi atteso è piuttosto basso (circa 1 evento/ton/year); per osservare la materia oscura tramite tecniche di rivelazione diretta si necessita dunque di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività. Per ridurre il fondo ai valori desiderati, i rivelatori impiegati in tali ricerche sono tipicamente alloggiati in laboratori sotterranei.

Il progetto XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è situato sotto uno spessore minimo di roccia di 1.4 km e sfrutta la rivelazione diretta dell'energia di rinculo rilasciata da una WIMP che urta un bersaglio di xeno liquido, contenuto in un rivelatore di tipo *Time Projection Chamber* (TPC). L'esperimento XENON1T, attualmente in costruzione, con una massa attiva di xeno dell'ordine della tonnellata, avrà una sensibilità di circa $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per interazioni *spin-independent* di WIMP di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ con i nucleoni, due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti. Per raggiungere tale sensibilità, la TPC sarà collocata al centro di un contenitore riempito d'acqua (*water tank*), che fungerà sia da schermo per la radiazione esterna (γ e n di bassa energia), sia da veto di muoni (i quali inducono n di alta energia). Allo scopo di rivelare i muoni la *water tank* sarà equipaggiata con un sistema di 84 fotomoltiplicatori (PMT) Hamamatsu R5912 ASSY 8" HQE sensibili ai fotoni Cherenkov emessi al passaggio delle particelle cariche.

Lo studio delle prestazioni e delle caratteristiche in aria e in acqua dei fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni sono stati lo scopo di questo lavoro di tesi. In particolare sono state effettuate misure di guadagno, dark

rate e afterpulse.

Il lavoro si è sostanzialmente suddiviso in due fasi: nella prima fase sono stati testati in aria 50 fotomoltiplicatori presso la Sezione INFN di Bologna (altri 40 fotomoltiplicatori sono stati testati a Mainz, in Germania), nella seconda fase i 90 fotomoltiplicatori sono stati testati in acqua presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. In particolare durante il periodo di tesi mi sono occupata dell'installazione e della messa in opera del setup dei test in acqua ai LNGS, progettato e realizzato a Bologna.

Nel corso dei test fatti a Bologna è stato possibile verificare il funzionamento di 50 PMT; è stato così individuato un fotomoltiplicatore non correttamente assemblato, poi sostituito dalla casa madre.

Il valore medio del guadagno dei fotomoltiplicatori è risultato $(5.93 \pm 0.10) \cdot 10^6$. Inoltre è stato possibile determinare i parametri della caratteristica guadagno-tensione ($G-V$) e controllarne la linearità. La caratteristica $G-V$ permette anche di decidere di alimentare i PMT ad una tensione che fornisca un guadagno equalizzato quando saranno utilizzati nel veto di muoni.

Il valore medio dei conteggi di buio con soglia di un fotoelettrone è risultato pari a (1.26 ± 0.10) kHz. Poichè le condizioni sperimentali sono diverse da quelle della water tank di XENON1T, tale misura è stata effettuata allo scopo di rivelare eventuali anomalie nei fotomoltiplicatori.

Il rate di afterpulse si è dimostrato costante relativamente a due differenti intensità del segnale prompt e la distribuzione temporale dei segnali ha permesso di distinguere tre diverse popolazioni; tale risultato conferma che la maggiore sorgente di afterpulse è la ionizzazione del gas residuo nel PMT, costituito principalmente dalle molecole H_2 , He e CO_2 . Il valore medio del rate di afterpulse dei 50 fotomoltiplicatori testati è risultato pari a $(11.6 \pm 0.6)\%$ con soglia di 2 fotoelettroni.

Durante i test effettuati al Gran Sasso è stato possibile collaudare un sistema di calibrazione che sarà utilizzato per il veto di muoni, alternativo a quello impiegato nei test svolti a Bologna. Il confronto tra i guadagni ottenuti tramite i due diversi sistemi presenta differenze dell'ordine di pochi %, compatibili con gli errori sperimentali. Grazie a tale risultato è stato possibile utilizzare la caratteristica $G-V$ misurata a Bologna per equalizzare i guadagni nel test in acqua. Si sono così ottenuti guadagni equalizzati entro il 5%; la procedura utilizzata è dunque corretta e potrà essere applicata anche nella water tank di XENON1T.

I test in acqua effettuati ai LNGS hanno inoltre permesso di studiare il comportamento nel tempo delle caratteristiche dei 90 PMT, per un periodo di circa un mese. In particolare i risultati hanno evidenziato la stabilità del guadagno dei PMT. Relativamente ai 50 fotomoltiplicatori che sono stati testati a Bologna, i guadagni misurati nei due setup differiscono dell'ordine

di qualche %, entro gli errori sperimentali; le misure sono quindi in accordo tra loro.

L'andamento del dark rate mostra un aumento di circa un fattore due nelle misure effettuate in acqua rispetto a quelle in aria; ciò è dovuto ai muoni cosmici che emettono radiazione Cherenkov quando attraversano l'acqua. Il dark rate comunque rimane stabile nel tempo, sia in acqua che in aria.

Per poter stimare al meglio la quantità di afterpulse, si è deciso di fare delle misure in diverse condizioni sperimentali (3 e 20 fotoelettroni nel segnale prompt); i valori del rate di afterpulse sono compatibili, entro l'errore, con i risultati ottenuti a Bologna. Inoltre lo studio dell'andamento degli afterpulse nel tempo ha permesso di monitorare il funzionamento dei PMT. Gli afterpulse evidenziano una iniziale diminuzione del rate ed una successiva fase di stabilità, in accordo con l'ipotesi che il PMT necessiti di un po' di tempo per stabilizzarsi.

In conclusione, le misure effettuate ci hanno permesso di caratterizzare e calibrare completamente i fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni. Le misure di lunga durata effettuate in acqua (presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso) ci hanno permesso di verificarne anche la stabilità di funzionamento nel tempo. I risultati ottenuti consentono quindi di procedere quanto prima all'installazione e messa in funzione dei fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni nella water tank dell'esperimento XENON1T.

Bibliografia

- [1] G. Musser, *Is Dark Matter a Glimpse of a Deeper Level of Reality?*, 11 June 2012, Scientific American
- [2] R. d'Inverno, *Introduzione alla Relatività di Einstein*, 2001, CLUEB, Bologna
- [3] P. Coles, F. Lucchin, *Cosmology: The origin and evolution of Cosmic Structure*, 2002, Wiley
- [4] J.A. Peacock, *Cosmological Physics*, 1999, Cambridge University
- [5] J. Beringer et al., *Particle Data Group*, 2012, Phys. Rev. D86, 010001
- [6] D.N. Spergel et al., *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters*, 2003, Ap. J. Suppl. 148, 175
- [7] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, 1933, Helvetica Physica Acta 6, 110
- [8] J. F. Navarro et al., *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*, 1997, Ap. J. 490, 493
- [9] S. Matarrese, M. Colpi, V. Gorini, U. Moschella, *Dark Matter and Dark Energy, A Challenge for Modern Cosmology*, 2010, Springer
- [10] A V Douglas, *The life of Arthur Stanley Eddington*, 1956, Edinburgh-New York
- [11] U. Heinz, *Concepts of heavy-ion physics*, 2004 [arXiv:hep-ph/0407360v1]
- [12] Page et al., *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Interpretation of the TT and TE Angular Power Spectrum Peaks*, 2003, Ap. J. Supp. Series 148, 233

-
- [13] W. de Boer *et al.*, *Excess of EGRET Galactic Gamma Ray Data interpreted as Dark Matter Annihilation*, 2005 [ArXiv:astro-ph/0408272v2]
- [14] C. Alcock *et al.*, *The MACHO Project Large Magellanic Cloud Variable-Star Inventory. IX. Frequency Analysis of the First-Overtone RR Lyrae Stars and the Indication for Nonradial Pulsations*, 2000, Ap. J. 542, 257
- [15] E. Diaz *et al.*, *Two Degree Field Galaxy Redshift Survey and Sloan Digital Sky Survey Galaxy Group Density Profiles*, 2005, Ap. J. 629, 158
- [16] C. Weinheimer, *Proceedings of 10th International Workshop on Neutrino Telescopes*, Venice, Italy, 2003 [arXiv:hep-ex/0306057]
- [17] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume 3: Supersymmetry*, 2000, Cambridge University Press
- [18] J. Hoskins *et al.*, *Search for nonvirialized axionic dark matter*, 2011, Phys. Rev. D 84, 121302(R)
- [19] E. Zavattini *et al.*, *New PVLAS results and limits on magnetically induced optical rotation and ellipticity in vacuum*, 2008, Phys. Rev. D 77, 032006
- [20] K. Zioutas *et al.*, *First Results from the CERN Axion Solar Telescope*, 2005, Phys. Rev. Lett. 94, 121301
- [21] M. Pato *et al.*, *Complementary of Dark Matter Direct Detection Targets*, 2011 [ArXiv:astro-ph/3458v1]
- [22] J.D. Lewin P.F. Smith, *Review of mathematics, numerical factors, and correction for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil*, 1996, Ap. P. 6 87-112
- [23] F. Agostini, *Studio delle interazioni delle WIMP dell'alone galattico*, 2011, Tesi di Laurea, Bologna
- [24] J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, *Nuclear Physics of Dark Matter Detection*, 1992, Int. J. Mod. Phys. E 01, 1
- [25] M. T. Ressell *et al.*, *Nuclear shell model calculations of neutralino-nucleus cross sections for ^{29}Si and ^{73}Ge* , 1993, Phys. Rev. D 48, 5519

-
- [26] M. Boezio *et al.*, *The Space Experiment PAMELA*, 2004, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 134, 39
- [27] D. P. Finkbeiner, *WMAP Microwave Emission Interpreted as Dark Matter Annihilation in the Inner Galaxy*, 2005 [ArXiv:astro-ph/0409027v2]
- [28] W. de Boer, *Dark Matter visible by the EGRET Excess of Diffuse Galactic Gamma Rays?*, 2005 [arXiv:hep-ph/0508108]
- [29] P. Bruel, *Gamma rays, electrons and positrons up to 3 TeV with the Fermi Gamma-ray Space Telescope*, 2012 [arXiv:1210.2558v1]
- [30] J. A. Hinton (HESS Collaboration), *The Status of the H.E.S.S. Project*, 2004, New Astron. Rev. 48, 331
- [31] L. Bouchet *et al.*, *Diffuse Emission Measurement with the SPectrometer on INTEGRAL as an Indirect Probe of Cosmic-Ray Electrons and Positrons*, 2011, Ap. J. 739, 29
- [32] S. Barwick *et al.* (HEAT Collaboration), *Measurements of the Cosmic Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV*, 1997, Ap. J. Lett. 482, L191-L194
- [33] T. Yoshida *et al.*, *BESS-polar experiment*, 2004, Adv. Space Res. 33 (10)1755
- [34] M. Aguilar *et al.* (AMS Collaboration), *First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV*, 2013, Phys. Rev. Lett. 110, 141102
- [35] R. Agnese *et al.*, *Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II*, 2013 [arXiv:1304.4279v2]
- [36] R. Bernabei *et al.*, *New results from DAMA/LIBRA*, 2010, Eur. Phys. J. C 67, 39
- [37] G. Angloher *et al.*, *Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search*, 2012, Eur. Phys. J. C 72, 1971
- [38] E. Armengaud *et al.* (EDELWEISS Collaboration), *A search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors*, 2012, Phys. Rev. D 86, 051701(R)

- [39] E. Aprile *et al.*, *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*, 2012, Phys. Rev. Lett. 109, 181301
- [40] E. Aprile *et al.*, *Limits on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Sections from 225 Live Days of XENON100 Data*, 2013, Phys. Rev. Lett. 111, 021301
- [41] M. Ambrosio *et al.* (MACRO collaboration), *Vertical muon intensity measured with MACRO at Gran Sasso Laboratory*, 1955, Phys. Rev. D 52 3793-3802
- [42] E. Aprile and T. Doke, *Liquid Xenon detectors for particle physics and astrophysics*, 2010, Rev. Mod. Phys., vol. 82(3), 2053
- [43] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994, Springer
- [44] J. Angle *et al.*, *First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at Gran Sasso National Laboratory*, 2008, Phys. Rev. Lett. 100, 021303
- [45] J. Angle *et al.*, *Limits on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Section from the XENON10 Experiment*, 2008, Phys. Rev. Lett. 101, 091301
- [46] E. Aprile *et al.*, *XENON1T at LNGS* (Proposal April 2010)
- [47] K. Lung *et al.*, *Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiment*, 2012 [arXiv: 1202.2628v2 physics.ins-det]
- [48] *Xenon Storage and Recovery*, https://xecluster.lngs.infn.it/dokuwiki/doku.php?id=xenon:xenon1t:dsg:storage_recovery, link interno
- [49] *Hamamatsu Photonics K.K.*, www.hamamatsu.com
- [50] *3M Company*, www.3m.com
- [51] M. Knapp *et al.*, *The GERDA Muon Veto Cherenkov detector*, 2009, Nucl. Instr. Meth. A 610, 280-282
- [52] S. Fattori *et al.*, *Monte Carlo Study of a Water Cherenkov Muon Veto for XENON1T Experiment*, 2013, in preparazione
- [53] J. Haser *et al.*, *Afterpulse Measurements of R7081 Photomultipliers for the Double Chooz Experiment*, 2013, JINST 8 P04029

-
- [54] K.J.Ma *et al.*, *Time and Amplitude of Afterpulse Measured with a Large Size Photomultiplier Tube*, 2011, Nucl.Instrum.Meth. A629
- [55] F.V. Massoli, *Sviluppo e test del sistema di fotomoltiplicatori del veto di muoni cosmici dell'esperimento XENON1T*, 2011, Tesi di Laurea Magistrale, Bologna
- [56] G.Morana, *Studio del segnale dei fotomoltiplicatori del veto di muoni dell'esperimento XENON1T presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, 2012, Tesi di Laurea Magistrale, Bologna
- [57] CERN, *Pacchetto ROOT*, root.cern.ch/drupal
- [58] *Logbook of the Mainz systematic tests*, https://xecluster.lngs.infn.it/dokuwiki/doku.php?id=xenon:xenon1t:dsg:muonveto:hardware_tests_todo_pmts2:mainz:logbook, link interno
- [59] *Calibrations*, <https://xecluster.lngs.infn.it/dokuwiki/doku.php?id=xenon:xenon1t:dsg:muonveto:calibrations>, link interno
- [60] *Fit of the photoelectron charge distribution*, <https://xecluster.lngs.infn.it/dokuwiki/doku.php?id=xenon:xenon1t:dsg:muonveto:torino:fitphe>, link interno
- [61] *Monitoring of the gain in bunch 3 (8/7/2013 - 6/8/2013)*, https://xecluster.lngs.infn.it/dokuwiki/doku.php?id=xenon:xenon1t:dsg:muonveto:small_wt:notes:gainmon_bunch3, link interno