

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Studio dei neutroni indotti da muone nell'esperimento XENONnT

Relatore:

Dott. Marco Selvi

Correlatore:

Dott. Andrea Mancuso

Presentata da:

Veronica Beligotti

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

Sono numerose le evidenze sperimentali astronomiche e cosmologiche che portano a ipotizzare che la maggior parte della massa dell'universo sia costituita dalla cosiddetta materia oscura. La rivelazione di questo tipo di materia risulta però particolarmente complicata a causa della sua capacità di interagire soltanto gravitazionalmente e, secondo diversi modelli, debolmente non essendo soggetta ad interazioni di tipo elettromagnetico. I candidati più promettenti che possono spiegare la natura della materia oscura si trovano nelle teorie oltre il Modello Standard; tra esse figurano le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), particelle neutre e stabili ma prive di carica e colore. Per rivelare direttamente le interazioni tra la materia oscura e quella ordinaria, caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole, emerge la necessità di utilizzare rivelatori ad alta sensibilità, costruiti quindi con materiali ultra-puri e posizionati sottoterra.

Il progetto XENON, situato in Italia presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LGNS), è finalizzato a rivelare direttamente la presenza delle WIMP. A questo scopo si analizzano i segnali di luce e carica prodotti dal loro scattering con nuclei bersaglio, costituiti da Xenon e contenuti in una Time Projection Chamber (TPC). L'attuale rivelatore del programma XENON, XENONnT, è riuscito ad ottenere un limite di esclusione minimo per la sezione d'urto WIMP-nucleone di $2.6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per interazioni indipendenti dallo spin del nucleo bersaglio da parte di WIMP di massa $28 \text{ GeV}/c^2$. L'elevata sensibilità di questi risultati è dovuta soprattutto alla riduzione del rumore di fondo. Essa è stata raggiunta anche grazie all'utilizzo di due sistemi di veto: il Muon Veto (MV) (già impiegato nel rivelatore precedente XENON1T), che riduce il background dovuto ai muoni cosmici, e il Neutron Veto (NV), che rivela invece i segnali dovuti ai neutroni, soprattutto di origine radiogenica.

Nell'ambito dell'analisi del rumore di fondo è stato studiato il numero di neutroni generati dai possibili muoni rivelati dall'esperimento. Per quanto riguarda i μ registrati da almeno uno dei due rivelatori (MV e NV) è stato calcolato che viene prodotto e rivelato dal NV un numero di neutroni per muone pari a $n = (0.0135 \pm 0.0002)$. Relativamente invece ai μ osservati sia dal MV, che soprattutto dal NV, il numero di neutroni indotti da ogni muone, e registrati dal NV, è di $n = (0.077 \pm 0.001)$. Si sono analizzati infine i muoni rivelati solo dal MV che non attraversano il NV. In questo caso la distribuzione esponenziale degli eventi registrati dal Neutron Veto non presenta il contributo esponenziale, tipico della cattura neutronica, osservato negli altri casi. È quindi ipotizzabile che i neutroni prodotti non siano rivelati dal NV poiché termalizzati e catturati già nel MV.

Indice

Introduzione	3
1 La Materia Oscura	5
1.1 Evidenze sperimentali	5
1.1.1 Curve di rotazione	6
1.1.2 Lensing gravitazionale	7
1.1.3 Bullet cluster	8
1.1.4 Cosmic Microwave Background	9
1.2 Composizione della materia oscura	10
1.2.1 Materia oscura barionica	10
1.2.2 Materia oscura non barionica	11
1.2.3 Modified Newtonian Dynamics (MOND)	13
1.3 Metodi per la rivelazione di materia oscura	13
1.3.1 rivelazione diretta	13
1.3.2 rivelazione indiretta	16
1.3.3 Ricerca negli acceleratori di particelle	17
2 Il Progetto XENON	18
2.1 La Time Projection Chamber e lo Xenon	20
2.1.1 Proprietà dello Xenon liquido	22
2.1.2 Funzionamento della TPC a doppia fase	23
2.2 Rumore di fondo nell'esperimento XENONnT	25
2.2.1 ER Background	25
2.2.2 NR Background	27
2.3 Il Sistema di Muon Veto	27
2.3.1 Descrizione Muon Veto	28
2.3.2 Effetto Cherenkov	29
2.4 Il Sistema di Neutron Veto	30
2.4.1 Cattura neutronica e rivelazione nel NV	31
2.5 Fotomoltiplicatori	32
2.5.1 Principio di funzionamento	32

2.5.2	Rumore di fondo	33
3	Studio dei neutroni indotti da muone	35
3.1	Processi di produzione dei neutroni	35
3.2	Raccolta dati sperimentali	36
3.2.1	Acquisizione dati	36
3.2.2	Processamento dati	37
3.3	Analisi sulla qualità dei dati	37
3.3.1	Selezione degli eventi muone	38
3.3.2	Calcolo del rate per ogni run	39
3.4	Calcolo dei neutroni indotti da muone	40
3.5	Risultati	42
3.5.1	Calcolo neutroni indotti nel Neutron Veto	43
3.5.2	Calcolo neutroni indotti nel Muon Veto	46

Introduzione

Il mistero riguardante la natura della Materia Oscura e la ricerca di possibili tecniche per sondarne le caratteristiche affascina ormai da decenni generazioni di scienziati. È ormai ben noto che la materia da noi conosciuta costituisce solo il 5% del budget totale di energia e massa del nostro universo. Il contributo del restante 95% è da attribuirsi, a seguito di evidenze sia sperimentali che teoriche, per il 68% ad Energia Oscura mentre il restante 27% è costituito proprio dalla Materia Oscura. Tale nome è dovuto al fatto che essa non interagisce elettromagneticamente ma soltanto attraverso interazioni deboli o gravitazionali. Le principali prove della sua esistenza derivano da osservazioni di tipo astronomico e cosmologico come le anomalie delle curve di rotazione delle galassie a spirale, i risultati ottenuti nella misura delle masse di oggetti cosmici attraverso il lensing gravitazionale o dalle asintropie della radiazione cosmica di fondo.

Tutte queste evidenze sperimentali sono descritte nel Capitolo 1 dove sono inoltre illustrati i possibili candidati teorici che rispondono ai requisiti necessari per giustificare, in parte o completamente, queste osservazioni. In questo ambito, le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) sono tra le particelle più promettenti data la loro mancanza di carica elettrica e colore. Poiché le interazioni tra la materia oscura e quella ordinaria sono solamente di tipo debole o gravitazionale le sezioni d'urto attese sono molto piccole, rendendone la rivelazione molto difficile. I metodi con cui si cerca di osservare questi segnali si dividono principalmente in tre categorie: metodi di rivelazione diretta, indiretta o attraverso la produzione all'interno di acceleratori. Se le tecniche indirette si basano sull'osservazione dei prodotti di annichilazione delle WIMP, quelle dirette cercano di rivelare l'energia prodotta dalle interazioni WIMP-nuclei bersaglio. Dal momento che il rate atteso per questo tipo di eventi è piuttosto ridotto, negli esperimenti sono utilizzati rivelatori massivi, realizzati con materiali ultra-puri, situati in ambienti a bassa radioattività; per questo motivo la maggior parte di essi sono situati in laboratori sotterranei.

Il Capitolo 2 è dedicato ad uno degli esperimenti più promettenti nel campo della rivelazione diretta della materia oscura, come il progetto XENON in funzione dal 2005 ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Esso si basa sull'utilizzo di una Time Projection Chamber a doppia fase per la rivelazione dell'energia di rinculo prodotta dallo scattering delle WIMP contro nuclei

bersaglio costituiti da Xenon liquido. L'ultima fase del progetto è iniziata nel 2020 con la costruzione del rivelatore XENONnT. I risultati ottenuti attraverso il suo utilizzo hanno permesso di stabilire un limite di esclusione con minimo a $2.6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per interazioni indipendenti dallo spin di WIMP di massa $28 \text{ GeV}/c^2$ [1]. Il raggiungimento di una tale sensibilità è stato possibile soprattutto grazie alla riduzione, sempre più accurata, del rumore di fondo. A questo scopo fondamentale è stato l'utilizzo dei due sistemi di veto di cui è dotato XENONnT: il Muon Veto (MV), responsabile della rivelazione dei muoni cosmogenici che riescono a raggiungere le profondità del laboratorio, e il Neutron Veto (NV) che, sfruttando il processo di cattura neutronica, rivela i segnali dovuti ai neutroni.

Il presente lavoro di tesi, descritto nel Capitolo 3, riguarda proprio lo studio del rumore di fondo rivelato dai sistemi di veto. In particolare è stato studiato il numero di neutroni generati dai muoni che riescono a penetrare nel rivelatore, distinguendo tra le particelle rivelate solo dal MV e quelle osservate invece anche dal NV. È stato inoltre calcolato il tempo medio dei processi di cattura di questi neutroni confrontandone il valore con quello ottenuto dai test di calibrazione. Al fine di verificare l'attendibilità dei risultati è stato infine effettuato un controllo sul rate di background registrato dai sistemi di veto, verificandone la compatibilità prima del passaggio del muone e in seguito alla registrazione di tale evento.

Capitolo 1

La Materia Oscura

Diversi fenomeni suggeriscono l'esistenza, affianco alla materia visibile descritta dal *Modello Standard*, della materia oscura, così chiamata perché non interagisce elettromagneticamente e quindi difficilmente rivelabile. Queste evidenze derivano sia da osservazioni astronomiche, come le curve di rotazione delle stelle nelle galassie o il comportamento delle galassie stesse all'intero dei cluster, sia da considerazioni di natura cosmologica.

In questo primo capitolo sono quindi descritte le principali evidenze sperimentali e le ipotesi più accreditate sulla natura delle particelle che compongono la materia oscura. Infine sono presentati i diversi metodi di rivelazione utilizzati nella ricerca di quest'ultima.

1.1 Evidenze sperimentali

La prima evidenza sperimentale che suggerisce l'esistenza della materia oscura risale al lavoro di Fritz Zwicky che nel 1933 si concentra sullo studio del movimento delle galassie all'interno del Coma Cluster [2]. Misurando l'effetto Doppler sullo spettro di emissione di tali galassie egli riuscì a stimare la loro velocità di dispersione. A questo punto utilizzando il teorema del viriale, che mette in relazione la velocità degli oggetti in orbita con la forza gravitazionale che agisce su di essi, poté stimare la massa totale del cluster.

Zwicky ottenne un valore medio per la massa totale di circa $4.5 \times 10^{13} M_{\odot}$. Considerando che la luminosità assoluta del Coma Cluster è circa 8.5×10^7 volte quella del Sole, questo comporta una elevata discrepanza tra il valore di massa calcolato da Zwicky e quello ottenuto misurando la massa della materia luminosa; il primo risulta infatti ~ 500 volte maggiore. I risultati quindi portarono Zwicky a ipotizzare che tale differenza fosse dovuta alla presenza di materia oscura, la quale contribuisce ad aumentare la massa del cluster senza influenzarne la luminosità totale.

Tale ipotesi venne però ignorata, a causa della mancanza di ulteriori evidenze sperimentali, fino a quarant'anni più tardi quando vennero individuati altri indizi a favore

dell'esistenza della materia oscura, come la distribuzione della velocità nelle galassie a spirale, il lensing gravitazionale e il Bullet Cluster.

1.1.1 Curve di rotazione

Un importante ruolo nella scoperta della materia oscura è stato svolto dall'analisi delle curve di rotazione delle galassie. Queste rappresentano i profili di velocità delle stelle e dei gas che compongono la galassia, in funzione della loro distanza dal centro galattico. Studiando le curve di rotazione è possibile dedurre la distribuzione della massa della galassia. Alla fine degli anni 70' Vera Rubin e i suoi collaboratori notarono, per la Galassia di Andromeda (M13), un'anomalia nella distribuzione di tale velocità di rotazione calcolata utilizzarono la riga di emissione dell'idrogeno neutro a $\lambda = 21$ cm [3].

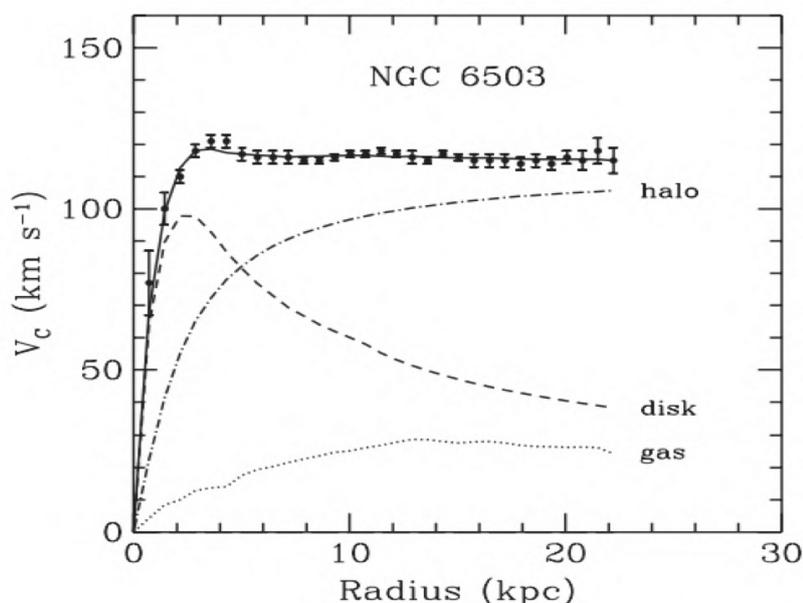


Figura 1.1: Curva di rotazione delle stelle nella galassia NGC 6503 [4]. I punti rappresentano i dati rivelati e mostrano, dopo un'iniziale crescita, un andamento costante. La linea tratteggiata mostra invece l'andamento teorico atteso. Infine la linea tratto-punto è l'ipotetico contributo di materia oscura che potrebbe giustificare i dati osservati.

Considerando orbite stabili queste velocità si calcolano eguagliando la forza centrifuga all'attrazione gravitazionale:

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

dove G è la costante di gravitazione universale e $M(r)$ segue la distribuzione:

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

Sotto l'ipotesi che la massa di una galassia a spirale sia concentrata per la maggior parte in un nucleo centrale, che possiamo considerare sferico, mentre rimane pressoché costante all'infuori di tale nucleo ci aspettiamo un andamento della velocità del tipo:

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

ovvero essa diminuisce allontanandosi dal centro della galassia con un andamento che prende il nome di *kepleriano*. I dati raccolti da Rubin non seguono però tale andamento, essi mostrano infatti che le velocità della curve di rotazione crescono allontanandosi dal centro della galassia fino a stabilizzarsi ad un valore costante come mostrato in Fig. 1.1. Tale anomalia, riscontrata anche in altre galassie, suggerisce l'esistenza di materia non visibile che abbia una distribuzione di massa proporzionale alla distanza dal centro e che si concentri soprattutto nella regione più esterna della galassie.

1.1.2 Lensing gravitazionale

Un altro modo per analizzare la quantità e la distribuzione della materia oscura è attraverso il *lensing gravitazionale*. Dalla relatività generale sappiamo che un corpo dotato di massa deforma la struttura dello spazio-tempo circostante. Tale deformazione influenza il percorso dei fotoni che risulta quindi deviato dalla traiettoria originale. Il fenomeno del *lensing gravitazionale* si origina quando tra l'osservatore e una sorgente luminosa è presente un oggetto massivo che agisce al pari di una lente di ingrandimento e distorce l'immagine della sorgente.

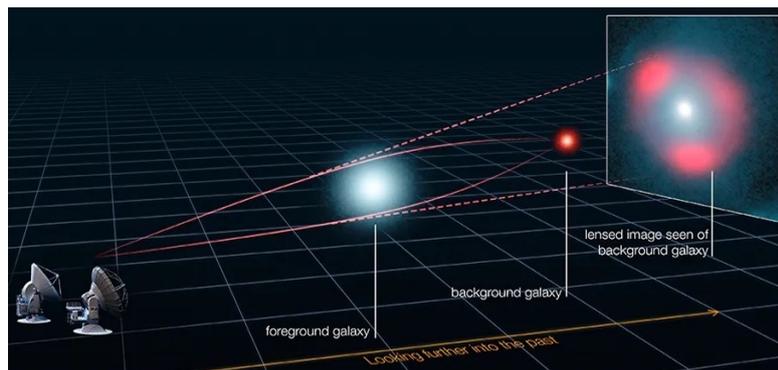


Figura 1.2: Rappresentazione del lensing gravitazionale forte dove, grazie all'allineamento tra osservatore, sorgente e galassia lente, la sorgente di luce appare come un anello luminoso che circonda la galassia intermedia.

Quando si verifica un forte allineamento tra sorgente, lente ed osservatore si verificano effetti piuttosto evidenti come la comparsa di immagini multiple della sorgente o la formazione di *anelli di Einstein*, in cui al centro si osserva l'oggetto che funge da lente circondato da un anello luminoso completo o parziale derivante proprio dalla sorgente luminosa (schema in Fig. 1.2). Tutti questi casi sono classificati come *lensing forte*. Se invece l'allineamento non è ottimale e i raggi luminosi passano lontano dal centro della lente, la deviazione che subiscono è minore così come la distorsione delle sorgenti luminose che sono modificate in modo quasi impercettibile. Effetti di questo tipo prendono il nome di *lensing gravitazionale debole o microlensing*.

Il lensing gravitazionale è risultato essere uno strumento importante nello studio della distribuzione della massa di oggetti quali galassie o cluster. Le masse ricostruite utilizzando questo metodo risultano però maggiori di quelle della materia visibile, suggerendo che tale discrepanza possa essere risolta supponendo l'esistenza di grandi quantità di materia oscura che superano la massa della materia ordinaria.

1.1.3 Bullet cluster

Un altro risultato che supporta l'esistenza della materia oscura è stato ottenuto studiando l'ammasso di galassie noto come *Bullet Cluster* (1E 0657-558), illustrato in Fig. 1.3, formatosi dallo scontro di due ammassi più piccoli.

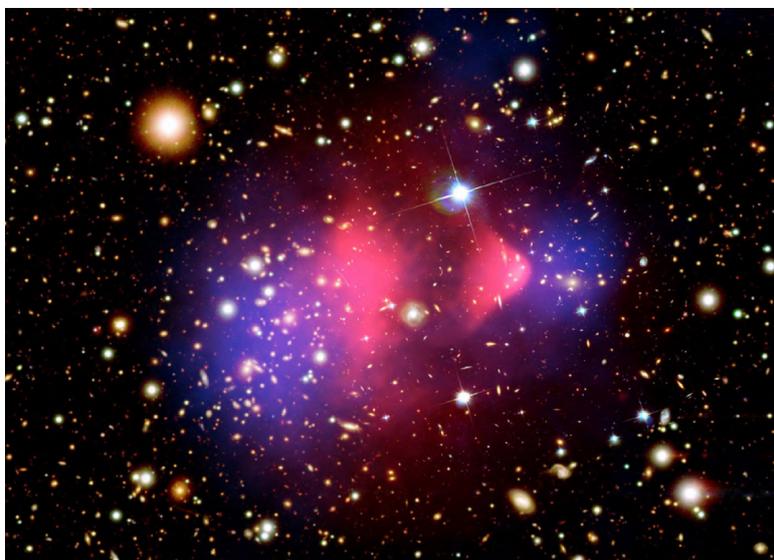


Figura 1.3: Il Bullet Cluster (1E0657-558) osservato dal telescopio ottico Hubble. In rosa vi è sovrapposta l'immagine dei raggi X ottenuta dal telescopio CHANDRA che mostra la distribuzione dei gas caldi presenti nei due ammassi che hanno subito la collisione e che costituiscono la maggior parte della massa ordinaria. In blu è invece rappresentata la distribuzione totale della massa ricostruita attraverso il lensing gravitazionale [5].

L'urto ha effetti diversi sulla materia delle galassie e sul gas intergalattico: le prime infatti, essendo ben distanziate, difficilmente si scontrano e il loro moto diminuisce solo leggermente, al contrario degli ammassi gassosi che, a causa della sezione d'urto elevata, rallentano sensibilmente riscaldandosi ad altissime temperature e emettendo raggi X. Studiando la distribuzione dei raggi X prodotti è quindi possibile ricavare la concentrazione della massa luminosa che però differisce da quella calcolata attraverso l'effetto del lensing gravitazionale. La regione in cui è presente la maggior quantità di massa infatti, non coincide con quella in cui è presente il gas interstellare che costituisce a sua volta la maggior parte della materia ordinaria.

Ciò può essere spiegato ammettendo l'esistenza di nubi di materia oscura non barionica che, visto che non interagiscono elettromagneticamente, si compenetrano e attraversano indisturbate allontanandosi dal baricentro degli ammassi gassosi.

1.1.4 Cosmic Microwave Background

La radiazione cosmica di fondo (Cosmic Microwave Background, CMB) è la radiazione residua che risale alle fasi iniziali del nostro universo. In seguito al *Big Bang* l'universo si è trovato per diverse migliaia di anni in uno stato di plasma così caldo e denso da essere opaco alla radiazione. A queste energie i fotoni impedivano agli elettroni di combinarsi con i nuclei presenti (soprattutto idrogeno) per cui la materia barionica rimaneva prevalentemente ionizzata. Con l'espansione e il raffreddamento dell'universo, gli elettroni hanno potuto legarsi ai nuclei durante la cosiddetta *epoca di ricombinazione*. In questa fase, a causa della diminuzione di temperatura, i fotoni smettono di interagire con la materia e cominciano a viaggiare liberamente e l'universo diventa trasparente alla radiazione. La CMB è costituita proprio da questi fotoni e, come osservato dal satellite COBE nel 1991, segue quasi perfettamente lo spettro di corpo nero ideale a 2.726 K [6]. Misure precise della radiazione cosmica di fondo sono state effettuate da numerosi esperimenti, tra cui la sonda Planck dell'agenzia spaziale ESA, che hanno dimostrato l'esistenza di deviazioni dalla temperatura media dell'ordine di 10^{-5} [7]. Queste anisotropie testimoniano come l'universo non fosse completamente omogeneo al tempo dell'ultima interazione tra radiazione e materia e sono una delle principali prove a favore dell'esistenza della materia oscura. Le fluttuazioni della CMB si possono studiare scomponendo la variazione relativa di temperatura in armoniche sferiche:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (1.4)$$

Attraverso l'utilizzo dell'Eq. 1.4 è possibile calcolare diversi parametri cosmologici relativi alla curvatura dell'universo e alla sua composizione. La collaborazione Planck ha recentemente pubblicato le più accurate stime di questi parametri [8] che riportano valori di densità della materia oscura e di quella barionica pari a:

$$\Omega_{DM}h^2 = 0.120 \pm 0.001 \quad \Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001 \quad (1.5)$$

da cui risulta che la materia oscura è cinque volte più abbondante nel nostro universo in confronto alla materia ordinaria.

La densità di materia totale misurata è $\Omega_m h^2 = 0.315 \pm 0.007$ e il restante 68.5% dell'universo si stima sia costituito da *energia oscura* introdotta per spiegarne l'espansione accelerata. Il modello cosmologico che meglio rispecchia questi dati e chiamato Λ CDM (Λ -Cold Dark Matter) secondo il quale l'evoluzione dell'universo è dominata dalla materia oscura fredda rispetto a quella calda.

1.2 Composizione della materia oscura

La natura della materia oscura è oggetto di intenso dibattito scientifico e, nel corso degli anni, sono stati proposti diversi candidati con caratteristiche molto variegata. Esistono tuttavia proprietà comuni: devono risultare abbastanza massivi da essere in accordo con la densità di materia misurata, stabili su scale di tempi cosmologici (poiché già presenti subito dopo il Big Bang come suggerito dalle osservazioni sulla CMB) e infine non devono interagire elettromagneticamente né attraverso l'interazione forte.

Tra le varie ipotesi possiamo distinguere due componenti principali: la materia oscura barionica, costituita da corpi astrofisici non luminosi e massivi chiamati MACHOs, e la materia oscura non barionica. Su quali particelle possano caratterizzare quest'ultima sono state avanzate ipotesi che, a seconda della natura delle particelle, concorrono a formare la HDM (Hot Dark Matter) o la CDM (Cold Dark Matter).

In questa situazione di incertezza si sono sviluppate anche teorie alternative, come ad esempio la MOND, che propongono la modifica della legge di gravitazione universale newtoniana evitando così l'introduzione di materia oscura.

1.2.1 Materia oscura barionica

La componente barionica della materia oscura è costituita da corpi densi e massivi che non emettono luce come pianeti, buchi neri, stelle di neutroni o nane brune. Questi oggetti sono classificati con il nome di MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) e per individuarli si sfrutta il fenomeno del microlensing gravitazionale.

Per circa 5.7 anni l'esperimento MACHO [9] ha analizzato un campione di 11.9 milioni di stelle appartenenti alla *Grande Nube di Magellano* rivelando tra 13 e 17 eventi di microlensing. Al contrario le osservazioni del progetto EROS-2, durato 6.7 anni e basato su un campione di 7 milioni di stelle particolarmente luminose, ha rivelato solo un singolo evento [10]. Dal ridotto numero di questi fenomeni è evidente che i MACHOs possono contribuire solo ad una ridotta percentuale della materia oscura che costituisce l'alone galattico.

1.2.2 Materia oscura non barionica

Le teorie sulla natura della materia oscura non barionica si dividono in due modelli principali: la materia oscura fredda (CDM), caratterizzata da particelle che si muovono lentamente rispetto alla velocità della luce, e la materia oscura calda (HDM) con velocità relativistiche. Gli scenari che si sviluppano da questi modelli differiscono sensibilmente nel determinare i processi di formazione delle strutture dell'universo e la loro evoluzione.

Lo scenario della CDM è associato ad uno sviluppo denominato *bottom-up*, in cui si formano dapprima strutture ridotte che in seguito si fondono in strutture più vaste. Al contrario il modello della HDM ipotizza una formazione di tipo *top-down*, in cui è la frammentazione delle strutture più estese a dare origine a quelle di dimensioni minori. Ad oggi quest'ultimo modello è tuttavia poco accreditato in seguito all'analisi dei dati raccolti degli esperimenti COBE e WMAP che evidenziano la necessità dell'esistenza di strutture piccole, più conformi al modello bottom-up. In definitiva però nessuno dei due scenari è completamente soddisfacente per cui si è arrivati a pensare a un modello ibrido formato sia da materia oscura fredda che calda.

Di seguito sono descritti i principali candidati della materia oscura non barionica che derivano sia dal Modello Standard ma anche da teorie alternative oltre tale modello come la Supersimmetria (SUSY).

Neutrini Fossili

Volendo risolvere il problema della materia oscura rimanendo nell'ambito del Modello Standard i neutrini risultano i candidati più ovvi in quanto stabili per lunghi periodi di tempo e non soggetti all'interazione elettromagnetica e forte. In particolare si fa riferimento ai neutrini fossili la cui origine risale a circa 1 s dopo il Big Bang, quando l'universo era ancora opaco alla luce ma trasparente a queste particelle. A causa della loro velocità relativistica i neutrini si inseriscono nel modello della HDM che però, poiché presume una formazione dell'universo di tipo top-down, non è conforme alle osservazioni astronomiche.

L'altro motivo per cui il neutrino non può costituire la maggior parte della materia oscura deriva dalla sua densità prevista. Tale parametro è dato dalla formula [11]:

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_i}{93.14 eV} \quad (1.6)$$

dove $\sum_i m_i$ è la somma delle masse dei tre sapori di neutrino e deve rispettare il limite superiore $\sum_i m_i < 0.12 eV$ [12]. Assumendo tale vincolo otteniamo un valore di densità di $\Omega_\nu h^2 < 0.0013$ non in accordo con la densità totale di materia oscura attesa dall'Eq. 1.5.

Assioni

Nel 1977 R. Peccei e H. Quinn introducono gli assioni per cercare di risolvere uno dei problemi fondamentali delle interazioni forti: la violazione della simmetria CP, mai osservata sperimentalmente, che avrebbe come effetto la comparsa di un dipolo elettrico sul neutrone. All'interno di tale teoria la produzione di un assione si verifica tutte le volte che questa simmetria viene spontaneamente rotta. L'idea di base consiste quindi nell'introduzione un nuovo campo e, conseguentemente, di una nuova particella con massa minore di quella dell'elettrone, vita media superiore a quella dell'universo ed elettricamente neutra. Si suppone inoltre che gli assioni abbiano spin nullo e interagiscano molto debolmente con la materia ordinaria [13]. Essi sarebbero stati prodotti in numero elevato già dai primi istanti dopo il Big Bang, in quantità tali da riuscire a giustificare la massa di materia mancante dell'universo. Gli studi teorici prevedono infatti che tali particelle contribuiscano alla densità di massa con un valore:

$$\Omega_a \approx \left(\frac{5 \times 10^{-6}}{m_a} \right)^{1.2} \quad (1.7)$$

dove m_a è la massa dell'assione che, solo se compresa tra $10^{-5} - 10^{-3}$ eV, può dare un contributo rilevante.

La ricerca degli assioni, effettuata ad esempio da esperimenti come CAST (Cern Axion Solar Telescope) o PVLAS, si basa sull'*effetto Primakoff* secondo cui, in presenza di un campo magnetico, gli assioni possano convertirsi in fotoni e viceversa. Nonostante ciò, ad oggi, tali particelle non sono ancora state rivelate.

WIMP

Sono però le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) la classe dei candidati possibili per la materia oscura ad aver ottenuto più attenzione negli ultimi anni. Esse sono particelle neutre, stabili, debolmente interagenti e con masse che possono andare dall'ordine dei GeV fino ai TeV. Si presume che siano state create nelle fasi iniziali dell'universo e che si trovassero, in un primo momento, in equilibrio con il plasma. Solo in seguito, a causa dell'espansione e dell'abbassamento delle temperature, si è verificato il disaccoppiamento fino a raggiungere la densità di materia oscura attuale.

Le WIMP più accreditate derivano da modelli teorici oltre il Modello Standard come quello della Supersimmetria che si basa sull'ipotesi dell'esistenza di una simmetria spaziotemporale tra bosoni e fermioni. Essa suppone, per ogni particella, l'esistenza di un partner con spin che differisce di 1/2 per cui ad ogni fermione corrisponde un bosone e viceversa. In questo ambito il candidato WIMP più naturale è il *neutralino* χ , la più leggera tra le particelle supersimmetriche con massa che si presume vada dai 1000 ai 1500 GeV [14]. La stabilità su lunghe scale temporali del neutralino è assicurata, nella teoria della Supersimmetria, dalla *R-parità* definita come:

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L} \quad (1.8)$$

dove s è lo spin della particella e B e L sono rispettivamente il numero barionico e leptonic. Secondo questa definizione le particelle del Modello Standard hanno R-parità positiva, $P_R = +1$, mentre i loro partner supersimmetrici hanno $P_R = -1$. La preservazione di tale parità non consente alle particelle supersimmetriche di decadere in particelle del Modello Standard per cui il neutralino, in quanto particella supersimmetrica più leggera, rimane stabile.

1.2.3 Modified Newtonian Dynamics (MOND)

Alcune delle evidenze astronomiche citate nella sezione 1.1 possono essere spiegate introducendo modifiche nelle leggi gravitazionali descritte dalla dinamica newtoniana e nella relatività generale, evitando così di introdurre il concetto di materia oscura. Fu Mordehai Milgrom nel 1982 [15] a introdurre per primo una teoria di questo tipo, chiamata MOND; essa si basa sull'ipotesi che, a basse accelerazioni $a \ll a_0 \sim 1.2 \times 10^{-10} m/s^2$, la forza di gravità scali come $F = ma^2/a_0$. La teoria MOND riesce così a spiegare, per esempio, le curve di rotazione delle galassie così come il problema della discrepanza della massa nei cluster. Nonostante ciò il problema principale di MOND risiede nel suo essere un modello non relativistico. Nel 2004 Jacob Bekenstein è riuscito a superare tale ostacolo formulando la teoria TeVeS (Tensor-Vector-Scalar gravity), un'estensione relativistica della MOND che risolve diversi dei suoi problemi concettuali. È stata però l'osservazione delle onde gravitazionali (avvenuta per la prima volta nel 2005 [16]) a fornire un'ulteriore conferma alla relatività generale e a confutare tutti i modelli che prendevano invece ispirazione da MOND.

1.3 Metodi per la rivelazione di materia oscura

Le evidenze astronomiche che attestano la presenza di materia oscura, come descritto nella Sezione 1.1, sono numerose ma da anni si cerca di rivelarne un'interazione con la materia ordinaria al fine di dimostrarne l'esistenza. I metodi per osservare sperimentalmente la materia oscura sono solitamente divisi in tre gruppi: la rivelazione diretta, indiretta e la produzione negli acceleratori di particelle (schema in Fig. 1.4)

1.3.1 rivelazione diretta

La tecnica della rivelazione diretta della materia oscura cerca di individuare le WIMP attraverso il loro scattering con la materia ordinaria. Poiché si ipotizza che la sezione d'urto di queste particelle sia molto piccola, gli esperimenti di rivelazione diretta si concentrano sul cercare di diminuire il più possibile il loro rumore di fondo. Esso è costituito,

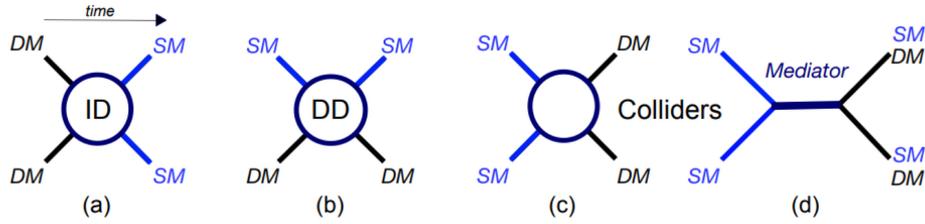


Figura 1.4: Illustrazione schematica dei metodi di rivelazione della materia oscura e delle sue interazioni. (a) Annichilazione tra materia oscura e ordinaria, ricercata dagli esperimenti di rivelazione indiretta (ID). (b) Scattering tra le WIMP e le particelle del Modello Standard, studiato dagli esperimenti di rivelazione diretta (DD). (c) Produzione di WIMP dall’annichilazione delle particelle del Modello Standard negli acceleratori. (d) Produzione descritta in (c) che avviene questa volta attraverso una particella mediatrice tra particelle di materia oscura e ordinaria. [17].

oltre che dalla naturale radioattività dell’ambiente circostante e dei materiali utilizzati, principalmente dai raggi cosmici, motivo per cui la maggior parte degli esperimenti di questo tipo sono costruiti sottoterra. Inoltre, dal momento che questi eventi di scattering sono molto rari, al fine di migliorare gli esperimenti si cerca di aumentarne l’esposizione, ampliando sia la durata della raccolta dati che le dimensioni del target di nuclei bersaglio.

Il rilascio di energia dovuto allo scattering tra le WIMP e la materia ordinaria è associato a tre processi: la scintillazione prodotta dalla diseccitazione dei nuclei bersaglio, la creazione di cariche libere in seguito alla ionizzazione degli atomi, la produzione di calore. I rivelatori finora costruiti, a seconda degli strumenti impiegati, possono osservare simultaneamente due di questi segnali per cercare di distinguere le WIMP dal rumore di fondo come mostra lo schema in Fig. 1.5.

Per esempio l’utilizzo di bolometri criogenici permette di rivelare fononi, causati da un aumento di temperatura, in combinazione con un segnale di carica; se invece si cercano simultaneamente segnali luminosi e di carica elettrica sono adoperate le *Dual Phase TPC*, rivelatori che utilizzano gas nobile in doppia fase (liquido e gassoso) come bersaglio. Generalmente per rivelare i segnali luminosi si ricorre a specifici dispositivi, chiamati *fotomoltiplicatori* (PMT), estremamente sensibili al passaggio dei singoli fotoni e caratterizzati da ridotti tempi di risposta. Nella maggior parte degli esperimenti di rivelazione diretta ci si aspetta di registrare segnali derivanti dal trasferimento di quantità di moto dalle WIMP ai nuclei bersaglio, con conseguente rinculo di questi ultimi. Il rate di scattering differenziale per unità di energia di rinculo e massa del bersaglio può essere scritto come [19]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_R} dv \quad (1.9)$$

dove m_χ e m_N sono rispettivamente le masse della particella WIMP e del nucleo bersaglio,

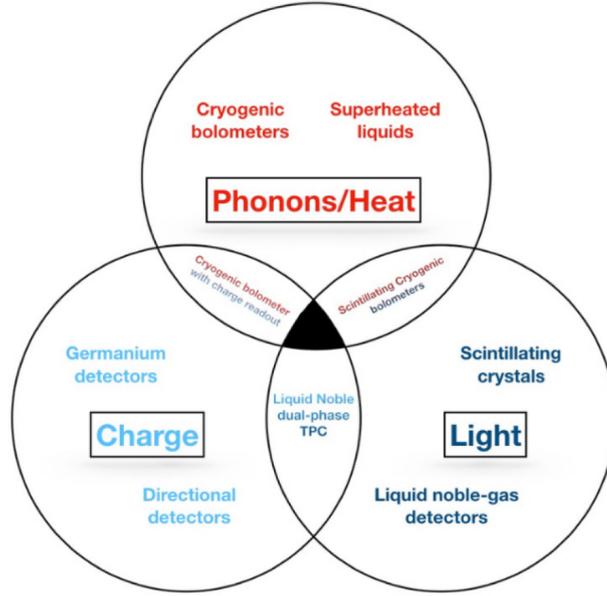


Figura 1.5: Schema dei possibili segnali derivati dallo scattering tra WIMP e materia ordinaria. Nelle zone di intersezione sono riportate le tecnologie capaci di rivelare contemporaneamente due dei segnali. L'intersezione dei tre cerchi risulta nera poiché non è stato ancora inventato un metodo di rivelazione che riesca ad osservare tutti e tre i segnali [18].

σ è la sezione d'urto di scattering, v la velocità della particella di materia oscura e $f(v)$ la funzione di distribuzione di tale velocità.

Rientrando nel modello della CDM, le WIMP che ci aspettiamo di osservare sono non relativistiche, per questo possiamo descrivere il processo di scattering attraverso la meccanica Newtoniana e ottenere l'energia di rinculo da:

$$E_R(v) = \frac{\mu_N^2 v^2}{m_N} (1 - \cos\theta) \quad \rightarrow \quad E_{max}(v) = \frac{2\mu_N^2 v^2}{m_N} \quad (1.10)$$

dove $\mu_N = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ è la massa ridotta del sistema WIMP-nucleo e θ è l'angolo di scattering che, quando $\theta = \pi$, ci permette di calcolare l'energia di rinculo massima.

Per quanto riguarda invece la sezione d'urto differenziale, essa può essere descritta attraverso due componenti che corrispondono alle interazioni indipendenti dallo spin (SI) e a quelle dipendenti (DS) [20]:

$$\frac{d\sigma}{dE_R}(v) = \frac{1}{E_{max}(v)} [\sigma_{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_{SD} F_{SD}^2(E_R)] \quad (1.11)$$

dove F_{SI} e F_{SD} , chiamati fattori di forma, esprimono la riduzione della sezione d'urto a causa della perdita di coerenza dovuta agli effetti quantistici, i quali crescono all'aumentare della quantità di moto trasferita. Le interazioni SI costituiscono la maggior parte

degli eventi previsti e la loro sezione d'urto è fortemente legata alla natura dei nuclei bersaglio utilizzati dagli esperimenti. Per questo si è soliti riportare i risultati sui vincoli della materia oscura in termini di sezione d'urto tra WIMP e nucleone:

$$\sigma_{nucleon}^{SI} = \sigma_{SI} \frac{\mu_{nucleon}^2}{\mu_N^2} A^2 \quad (1.12)$$

dove $\mu_{nucleon}$ è la massa ridotta del sistema WIMP-nucleone e A è il numero di massa dei nuclei bersaglio. Tale formula è però valida solo se si assume che le WIMP interagiscano allo stesso modo con i protoni e i neutroni¹.

1.3.2 rivelazione indiretta

Gli esperimenti che si basano su metodi di rivelazione indiretta si focalizzano invece sulle reazioni di annichilazione tra WIMP e sulla ricerca dei loro prodotti che possono essere, ad esempio, neutrini, raggi gamma, positroni, antiprotoni o antinuclei. Tali studi si basano sull'idea che le WIMP, nonostante abbiano sezione d'urto paragonabili a quelle dei neutrini, a causa della loro massa possano rimanere intrappolate gravitazionalmente nell'alone galattico, nel Sole o all'interno della Terra stessa. In queste zone avviene quindi un aumento della densità di materia oscura che porta ad una corrispettiva crescita del rate di annichilazione e quindi del flusso dei prodotti di tali reazioni.

Se i processi di annichilazione avvengono nell'alone galattico, considerando le zone a più alta densità, ovvero quelle centrali, essi producono un eccesso di positroni, anti-protoni e raggi gamma. In particolare l'osservazione dei raggi gamma è compiuta da esperimenti solitamente situati a terra poiché, a tali energie, i raggi gamma interferiscono con l'atmosfera e possono essere rivelati attraverso gli sciami di particelle che producono. I rivelatori di questo tipo, chiamati Imaging Air Cherenkov Telescopes (IACT), sono utilizzati in esperimenti come VERITAS in Arizona, MAGIC situato nelle Isole Canarie e HESS in Namibia. Invece la rivelazione delle coppie di particelle cariche $p\bar{p}$ e e^-e^+ è effettuata da satelliti come l'AMS-02 installato nel 2011 sulla stazione spaziale. L'osservazione di questa produzione di particelle ha rivelato diverse anomalie che potrebbero essere riconducibili a diverse cause tra cui l'annichilazione di materia oscura.

Infine delle particelle prodotte dall'annichilazione all'interno dei corpi massivi come il Sole solo i neutrini e gli antineutrini riescono ad essere osservati. Essi sono infatti gli unici a non interagire con i nucleoni che costituiscono tali corpi astronomici. I telescopi che ricercano i neutrini utilizzano solitamente la luce Cherenkov originata dalle particelle cariche prodotte dall'interazione tra i neutrini e il rivelatore. Esempi di questo tipo sono il progetto IceCube al Polo Sud o KM3Net, ancora in fase di costruzione, nel Mar Mediterraneo.

¹La formula acquista notevole complessità se si distingue tra l'interazione che avviene con i protoni e con i neutroni. Più informazioni sull'argomento si possono trovare in [21]

1.3.3 Ricerca negli acceleratori di particelle

La ricerca della materia oscura tramite gli acceleratori di particelle cerca di rivelare i segnali delle WIMP che sono prodotte dalla collisione di particelle del Modello Standard. Grazie alle elevate energie raggiunte, dell'ordine dei 10 TeV, l'esperimento LHC (Large Hadron Collider) al CERN può essere determinante in tale ricerca, dato che molti modelli di WIMP predicono range di masse poco superiori all'energia della rottura spontanea della simmetria elettrodebole ($\approx 160\text{GeV}$).

Le WIMP prodotte da processi di collisione non interagiscono con il rivelatore, la loro presenza può essere quindi dedotta da considerazioni riguardanti la conservazione della quantità di moto trasversale. In caso la somma del momento trasverso di tutte le particelle rivelate risulti diversa da zero, come illustrato in Fig. 1.6, si può presumere che sia stata prodotta della materia oscura all'interno degli acceleratori [17].

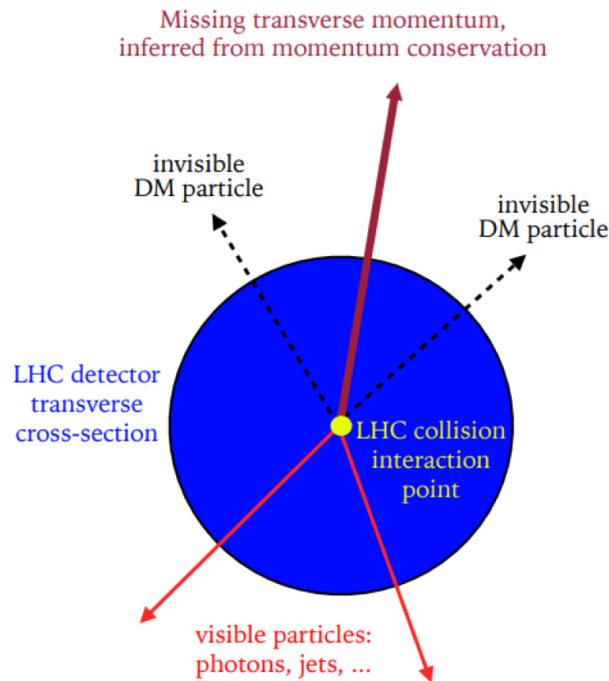


Figura 1.6: Illustrazione del momento trasversale mancante dedotto dal rinculo delle particelle osservabili e attribuibile alla produzione di materia oscura [18].

Capitolo 2

Il Progetto XENON

Situato in Italia presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), il progetto XENON è finalizzato a rivelare la presenza di materia oscura attraverso l'utilizzo di una Dual Phase TPC che impiega Xenon come materiale attivo. L'esperimento ha avuto inizio nel 2005 con il rivelatore XENON10, in cui erano utilizzati come bersaglio attivo 15 kg di Xenon. Nel corso degli anni sono stati fatti numerosi progressi in termini di sensibilità del rivelatore che è arrivata ad aumentare di ben quattro ordini di grandezza nell'ultima fase del progetto: XENONnT installato nel 2020 e caratterizzato da una massa complessiva di 8.6 t. In seguito sono descritte le varie fasi dell'esperimento XENON rappresentate poi, in termini di dimensioni, in Fig. 2.1 dove sono riportati anche i valori di massa attiva di Xenon liquido e di rumore di fondo (background).

XENON10

Primo prototipo dell'esperimento la cui TPC fu installata nel marzo del 2006 nel laboratorio sotterraneo del LNGS. L'obiettivo di XENON10 era di studiare il limite di energia e la stabilità operativa raggiungibile attraverso una TPC caratterizzata da una massa attiva di circa 14 kg di LXe [22]. Il volume di questa massa era definito da un cilindro di politetrafluoretilene (PTFE), materiale che offre un'alta riflettività alla scintillazione dello Xenon liquido. La TPC era inoltre racchiusa in un criostato di acciaio inossidabile che permetteva di mantenere lo LXe ad una temperatura di -93 °C. Per costruire questo rivelatore furono impiegati un totale di 89 PMT divisi in 48 nell'array superiore e 41 in quello inferiore. XENON10 raccolse dati per un totale di 58.4 giorni e l'analisi di questi è stata fatta selezionando una massa fiduciale centrale di Xenon liquido di 5.4 kg. Si è ottenuto così il minimo del limite superiore della sezione d'urto WIMP-nucleone sia per le interazioni SI [23] che SD [24] rispettivamente di 4.5×10^{-44} cm² e 5×10^{-39} cm² per particelle di massa pari a 30 GeV/c².

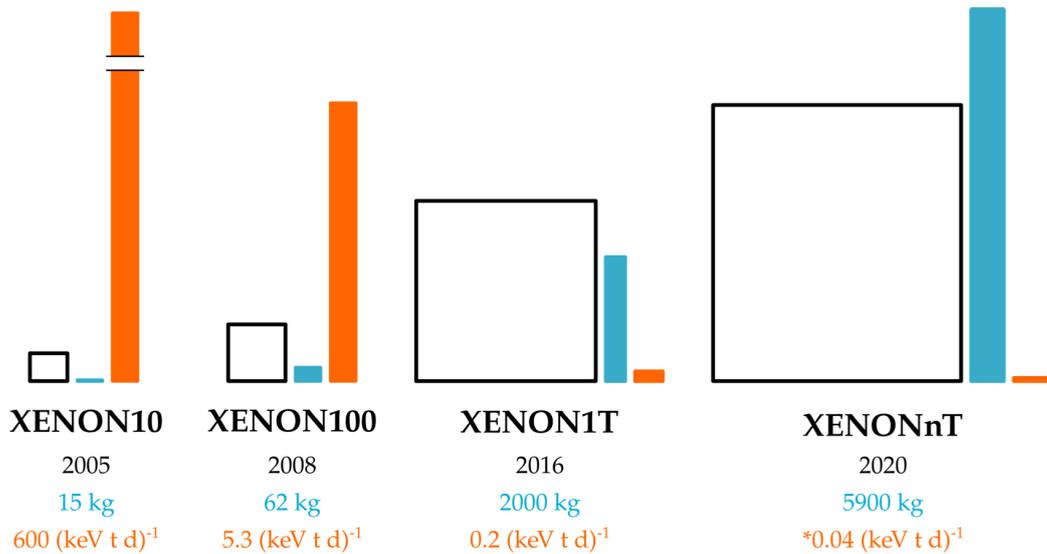


Figura 2.1: rivelatori del progetto XENON. I quadrati vuoti rappresentano in scala la grandezza della TPC. Le barre azzurre e il testo dello stesso colore mostrano la massa attiva di LXe contenuta nella TPC, mentre in arancione è descritto il livello del rumore di fondo ER sotto i 20 keV [25].

XENON100

Nel 2008 XENON10 venne sostituito da XENON100 progettato per aumentare la massa bersaglio e diminuire di ben due ordini di grandezza il livello del rumore di fondo. Questa volta la TPC fu costruita con 24 pannelli di PTFE e l'utilizzo di 178 PMT; essa conteneva una massa di circa 99 kg di LXe di cui 62 facevano parte della regione attiva. Inoltre il sistema di raffreddamento criogenico fu allontanato dal rivelatore principale in modo da evitare il background radioattivo prodotto dai materiali che lo costituivano. XENON100 è rimasto attivo fino al 2016 con un totale di 477 giorni di raccolta dati dalla cui analisi si è ottenuto un minimo del limite superiore della sezione d'urto WIMP-nucleone per le interazioni SI [23] e SD [24] di $1.1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ e $2.0 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ per particelle di massa pari a $50 \text{ GeV}/c^2$ [26].

XENON1T

Il rivelatore XENON1T iniziò la sua raccolta dati nella primavera del 2016; esso presenta una massa totale di 3.2 t di Xenon liquido delle quali 2.0 t costituiscono il volume attivo. A differenza dei detector precedenti, questa volta la TPC venne installata all'interno di un criostato posto al centro di un grande serbatoio d'acqua. Quest'ultimo costituisce il Muon Veto che funge sia da schermo passivo contro il rumore di fondo, che da rivelatore Cherenkov. Fu inoltre fabbricato un edificio di ben tre piani in prossimità del serbatoio per ospitare tutti i sistemi ausiliari come quelli per raffreddare, purificare e conservare lo

Xenon, i sistemi di acquisizione dati e di monitoraggio dell'intero esperimento. La TPC è questa volta costruita da pannelli PTFE le cui superfici sono state trattate in modo da ottimizzarne la riflettività per la luce ultravioletta e da un totale di 248 PMT, di cui 127 occupano l'array superiore e 121 quello inferiore. La raccolta dati di XENON1T, durata dal 2016 al 2018 e divisa in due *Science Runs* (SR), ha raggiunto un'esposizione di 1 ton-year. Attraverso l'analisi di questi dati si ottenne, per WIMP di massa pari a $30 \text{ GeV}/c^2$, come minimo del limite superiore della sezione d'urto WIMP-nucleone per le interazioni SI e SD i valori di $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ e $6.3 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ [27, 28] rispettivamente.

XENONnT

Nel 2020 il rivelatore XENON1T è stato sostituito da XENONnT (rappresentato in Fig. 2.2) che ha portato numerosi miglioramenti: una nuova TPC che contiene tre volte la massa di XENON1T, il sub-rivelatore Neutron Veto, un miglior sistema per purificare lo Xenon e l'aggiunta di una colonna di distillazione del Radon. Ben 8.6 t di LXe, per una massa attiva di 5.9 t, sono poste all'interno del criostato posizionato al centro del serbatoio d'acqua. Sono inoltre stati adoperati gli stessi PMT di XENON1T il cui numero è stato però duplicato per un totale di 494 PMT (253 posti superiormente e 241 nell'array inferiore). La Collaborazione XENON prospetta il raggiungimento, con il rivelatore XENONnT, di un'esposizione di 20 ton-year. Si prevede inoltre che, grazie ai bassi livelli di background e all'aumento sia della quantità di LXe sia del tempo di esposizione, sarà stabilito un limite superiore alla sezione d'urto con minimo a $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ per le interazioni SI di WIMP di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ [29]. Si stimano miglioramenti anche nello studio delle interazioni SD tra WIMP e neutroni con una sensibilità minima per la sezione d'urto di $2.2 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ [25]. L'esperimento al momento è in presa dati nel secondo run scientifico (SR1) iniziato nel Maggio 2022. Questo run segue il primo Science run (SR0) che ha avuto una durata complessiva di 97.1 giorni di esposizione (da Luglio a Novembre 2021). I primi risultati del SR0 sono già stati pubblicati e per lo studio delle WIMP si è riusciti a individuare un limite di esclusione con minimo a $2.6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa $28 \text{ GeV}/c^2$ [1]; si tratta di un miglioramento di un fattore 1.6 rispetto ai risultati ottenuti da XENON1T. Simili miglioramenti sono stati individuati per limiti spin dependent.

Di seguito verranno esaminati i punti chiave dell'esperimento XENONnT, a partire dalle caratteristiche dei rivelatori che ne costituiscono la struttura, e saranno approfondite le sorgenti di background previsto e osservato nella prima presa dati.

2.1 La Time Projection Chamber e lo Xenon

Tra le tecniche più promettenti nella ricerca della materia oscura figura l'utilizzo di elementi nobili allo stato liquido o in doppia fase (liquido e gassoso). Attualmente le TPC che utilizzano Xenon in doppia fase hanno prodotto i limiti più stringenti per quanto

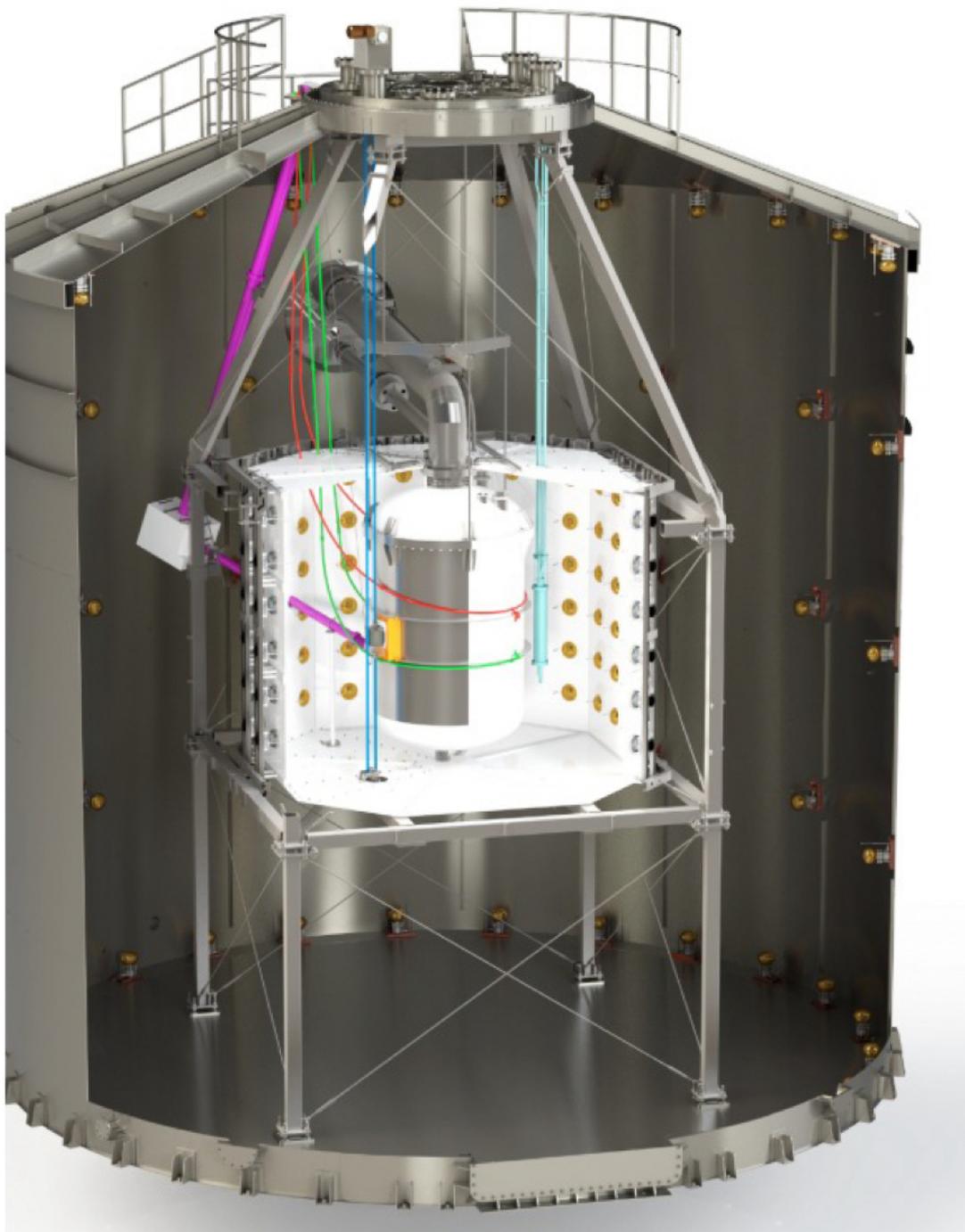


Figura 2.2: Riproduzione schematica dell'esperimento XENONnT, dove si può vedere la TPC posta all'interno del Neutron Veto a sua volta contenuto nel Muon Veto.

riguarda la sezione d'urto tra WIMP e nucleone. L'importanza di questi rivelatori risiede nella possibilità di lavorare con masse elevate di nuclei bersaglio e di ridurre sensibilmente il rumore di fondo.

La TPC a doppia fase utilizzata nel progetto XENON contiene principalmente LXe sormontato da un piccolo strato di Xenon gassoso (GXe). Il volume della TPC è delimitato da due array di fotomoltiplicatori: il primo si trova alla base ed è immerso nello Xenon liquido, il secondo è invece posizionato in alto rivolto verso la regione contenente GXe. Al fine di creare un campo elettrico di deriva ai capi del volume di LXe, esso è racchiuso tra due elettrodi di cui il catodo (polo negativo) è posto sul fondo mentre il gate, collegato a terra, è posizionato prima del volume di GXe. Il campo di deriva così creato è mantenuto uniforme da sottili anelli di rame distribuiti per tutta l'altezza della TPC e adeguatamente polarizzati. Infine un ultimo elettrodo positivo, l'anodo, è posto al di sopra della superficie di separazione tra xenon liquido e gassoso. In Fig. 2.3 è riportata la rappresentazione schematica della struttura della TPC accompagnata da una foto di quella installata per l'esperimento XENONnT.

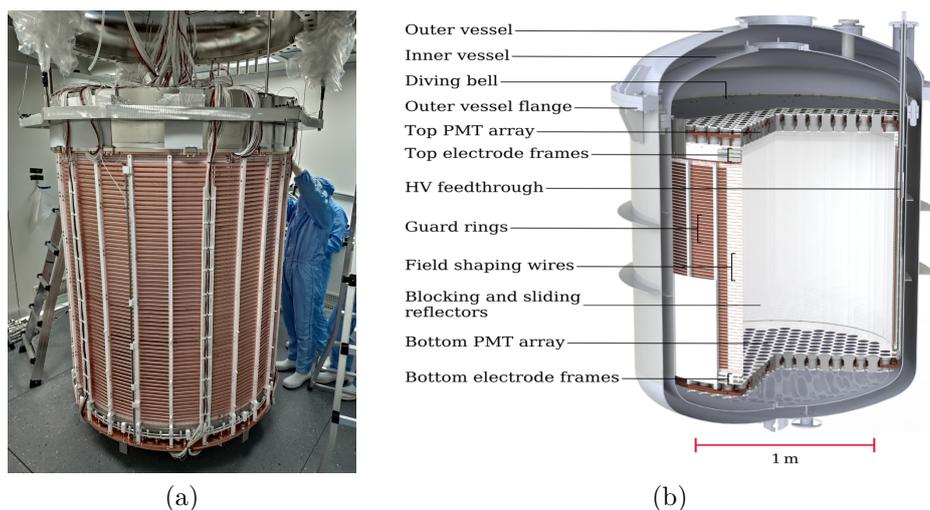


Figura 2.3: Da sinistra a destra: foto e rappresentazione schematica della TPC.

2.1.1 Proprietà dello Xenon liquido

L'uso dello Xenon come bersaglio attivo all'interno degli esperimenti di ricerca della materia oscura offre diversi vantaggi sia per quanto riguarda le interazioni spin-indipendenti che quelle dipendenti. Per prima cosa il numero atomico elevato $A = 131$ rispetto agli altri gas nobili, garantisce un rate di interazione più alto tra le WIMP e i nuclei come descritto dall'Eq. 3.1. Inoltre lo Xenon è un materiale estremamente radiopuro, caratteristica cruciale nella ricerca di eventi ultra-rari che richiedono livelli di background

minimi. Questo elemento presenta in natura sette isotopi stabili tra i quali ^{129}Xe , ^{131}Xe e ^{132}Xe sono i più abbondanti e costituiscono insieme quasi il 75% del totale. A questi si aggiungono altri due isotopi instabili ma con una vita media molto elevata: ^{124}Xe ($T_{1/2} = 2.2 \times 10^{22}$ yrs) e ^{136}Xe ($T_{1/2} = 1.8 \times 10^{22}$ yrs) che decadono attraverso processi deboli di secondo ordine e sono impiegati nella ricerca nel campo dei neutrini.

Per quanto riguarda invece gli esperimenti di ricerca diretta delle WIMP la presenza degli isotopi ^{129}Xe (spin 1/2) e ^{131}Xe (spin 3/2) è fondamentale nella ricerca delle interazioni spin dipendenti. L'elevato numero atomico, $Z = 54$, e la densità di circa 3 g/cm^3 conferiscono allo Xenon liquido ottime qualità auto-schermanti contro la radiazione esterna e permettono la costruzione di rivelatori sufficientemente massivi ma compatti. Altra caratteristica a favore dell'utilizzo dello Xenon è la sua temperatura di punto triplo pari a $-112 \text{ }^\circ\text{C}$ che richiede perciò sistemi di raffreddamento non troppo complessi (di solito a una temperatura di $-95 \text{ }^\circ\text{C}$) per mantenerlo in fase liquida. Infine lo Xenon ha anche importanti proprietà di scintillazione e ionizzazione, per ogni keV di energia trasmessa sono create ~ 60 coppie elettrone-ione e sono emessi ~ 50 fotoni con $\lambda = 177.6 \text{ nm}$, lunghezza d'onda alla quale lo Xenon risulta trasparente.

2.1.2 Funzionamento della TPC a doppia fase

Il principio di funzionamento della Time Projection Chamber si basa sulla rivelazione di due segnali principali. Il primo, chiamato $S1$ si verifica tutte le volte che una particella interagisce con lo LXe; essa produce quasi istantaneamente un segnale di scintillazione che viene rivelato da entrambi gli array di PMT ma in particolar modo da quello posto sul fondo della TPC a causa della riflessione interna dei fotoni sulla superficie di separazione tra liquido e gas. Dall'altra parte la presenza di un campo di deriva (generato dal catodo e dal gate) porta alla separazione di una percentuale delle coppie elettrone-ione prodotte dall'interazione. Questi elettroni seguono tale campo di deriva fino alla superficie liquido/gas, dove sono estratte grazie all'azione di un secondo campo elettrico che si crea tra l'anodo e il gate. Gli elettroni ionizzati che sono messi in movimento da questi campi possono acquistare energia sufficiente da eccitare gli atomi di GXe che produrranno luce attraverso scintillazione. Anche questo secondo segnale ($S2$) viene rivelato da entrambi gli array di PMT ma risulta ritardato rispetto a $S1$ a causa del tempo impiegato dagli elettroni liberi per raggiungere la superficie liquido/gas a partire dal punto in cui è avvenuta l'interazione. La Fig. 2.4 mostra schematicamente tale principio di funzionamento.

Questa tecnica di rivelazione ci permette di ricostruire le coordinate degli eventi registrati. La posizione nel piano xy viene determinata analizzando la distribuzione dei segnali $S2$ nell'array superiore; per quanto riguarda invece la coordinata z , essa viene calcolata attraverso la misura del ritardo temporale tra $S1$ e $S2$. È quindi possibile ricostruire la posizione 3D degli eventi che ci permette di selezionare quelli che avvengono nella regione di LXe che prende il nome di *volume fiduciale* (FV). In questo modo si rie-

scono a diminuire gli eventi di background provenienti da sorgenti esterne che avvengono per la maggior parte ai confini della TPC.

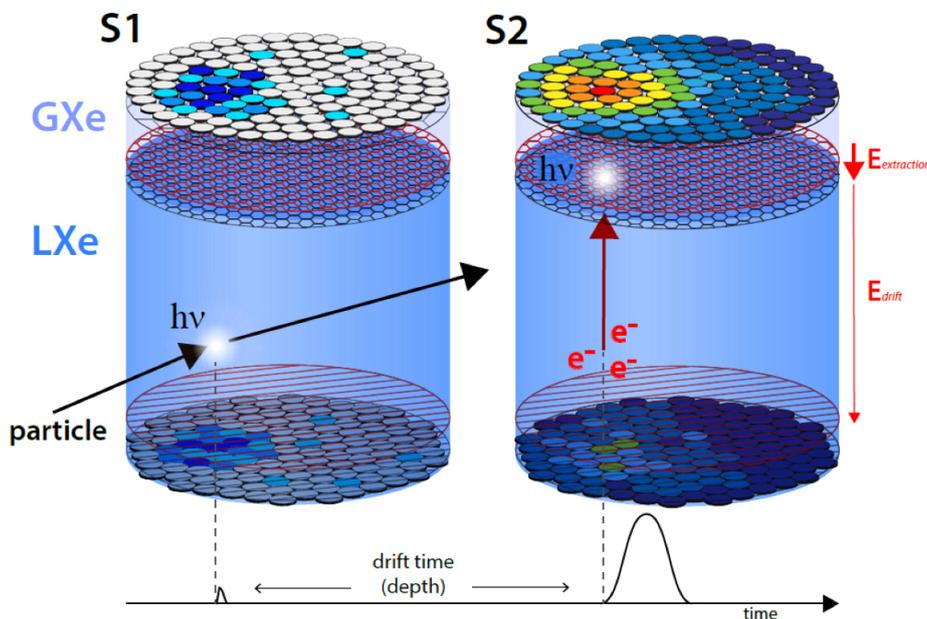


Figura 2.4: Principio di funzionamento della TPC a doppia fase. Dopo l'interazione della particella nel volume LXe viene registrato il primo segnale $S1$ (a sinistra), in seguito viene prodotto il segnale $S2$ causato dalla carica nello GXe.

La capacità della Time Projection Chamber di rivelare segnali di luce e carica è descritta dal *guadagno di scintillazione primaria* $g1 = cS1/n_\gamma$ e dal *guadagno di scintillazione secondaria* $g2 = cS2/n_e$, in cui $cS1$ e $cS2$ indicano le ampiezze dei segnali $S1$ e $S2$ in seguito ad a correzioni basate sulla durata di vita degli elettroni e sulla dipendenza dalla posizione nel piano xy , mentre n_γ e n_e sono rispettivamente il numero di fotoni ed elettroni prodotti dall'interazione. Partendo dai segnali $S1$ e $S2$ si può quindi ricostruire l'energia dell'evento principale attraverso la formula:

$$E = \left(\frac{cS1}{g1} + \frac{cS2}{g2} \right) \times W \quad (2.1)$$

dove $W = 13.7 \pm 0.2$ eV è l'energia media necessaria per produrre una particella (un fotone o un elettrone) nel LXe.

L'analisi dei segnali $S1$ e $S2$ non solo ci permette di calcolare l'energia dei vari eventi ma anche di distinguere tra due processi di rinculo degli atomi di Xenon. I **rinculi nucleari** (NR) sono caratterizzati dall'interazione tra particelle pesanti, ad esempio WIMP e neutroni, e gli atomi di Xenon mentre i **rinculi elettronici** (ER) includono

radiazioni β e γ originate da decadimento radioattivo. Questa distinzione è importante perché si presume che le WIMP diano origine a rinculi nucleari mentre la maggior parte del rumore di fondo porta a rivelare rinculi elettronici. La differenza tra i processi ER e NR emerge dal calcolo del rapporto tra $S2/S1$ che dipende dal diverso coefficiente di trasferimento di energia lineare (LET), il quale indica l'energia depositata per unità di lunghezza dE/dx . I nuclei, che hanno un LET elevato, viaggiano per un percorso più breve all'interno del LXe e ciò permette alle coppie elettrone-ione di ricombinarsi più facilmente. Tale ricombinazione contribuisce al segnale $S1$ per cui i processi NR avranno un rapporto $S2/S1$ minore confronto ai ER dove il tasso di ricombinazione è più basso.

2.2 Rumore di fondo nell'esperimento XENONnT

Nell'ambito della ricerca della materia oscura gli eventi che si presume di osservare sono molto rari. Per questo il rivelatore, oltre ad utilizzare come bersaglio una massa considerevole, deve avere la maggior sensibilità possibile ottenibile riducendo al minimo il rumore di fondo. Esso può essere distinto in due categorie: quello associato ai rinculi elettronici (ER), causati principalmente dalle particelle β e γ prodotte dal decadimento radioattivo, e quello dovuti ai rinculi nucleari (NR) prodotti in maggior parte da scattering di neutroni. Nonostante la distinzione che si può fare tra eventi NR e ER attraverso lo studio del rapporto $S2/S1$ (come descritto nel paragrafo 2.1.2), può succedere che gli eventi ER possano essere scambiati per rinculi nucleari a causa di una perdita di parte della loro energia in regioni poco sensibili del rivelatore, come ad esempio avviene attraverso la cattura di elettroni ionizzati da parte dei muri della TPC. Per questo motivo è necessario avere un'attenta conoscenza delle possibili sorgenti di eventi di background che possono risultare indistinguibili dalle WIMP.

La regione di interesse (ROI) dello spettro energetico nella ricerca della materia oscura è stata scelta in modo da poter comprendere anche lo spettro di segnali provocati da WIMP molto massive ($\mathcal{O}(\text{TeV}/c^2)$); ciò comporta l'imposizione di un limite energetico superiore di ~ 50 keV per i rinculi nucleari e di ~ 15 keV per eventi ER. Si tiene inoltre in considerazione che, essendo la sezione d'urto tra WIMP e nucleone estremamente ridotta, è atteso al più un unico Nuclear Recoil Single Scatter. Per questo solo gli eventi NR e ER non accompagnati da altre interazioni all'interno della TPC contribuiscono al rumore di fondo. Di seguito in Fig. 2.5 è rappresentato lo spettro energetico atteso dalle varie sorgenti di background nell'esperimento XENONnT.

2.2.1 ER Background

Nonostante i segnali prodotti da WIMP sono attesi tra i NR, ben distinguibili da eventi di rinculo elettronici, sono questi ultimi a costituire la principale fonte di background. Un esempio sono i raggi gamma ad alte energie ($\mathcal{O}(\text{MeV})$) che possono produrre, attraverso

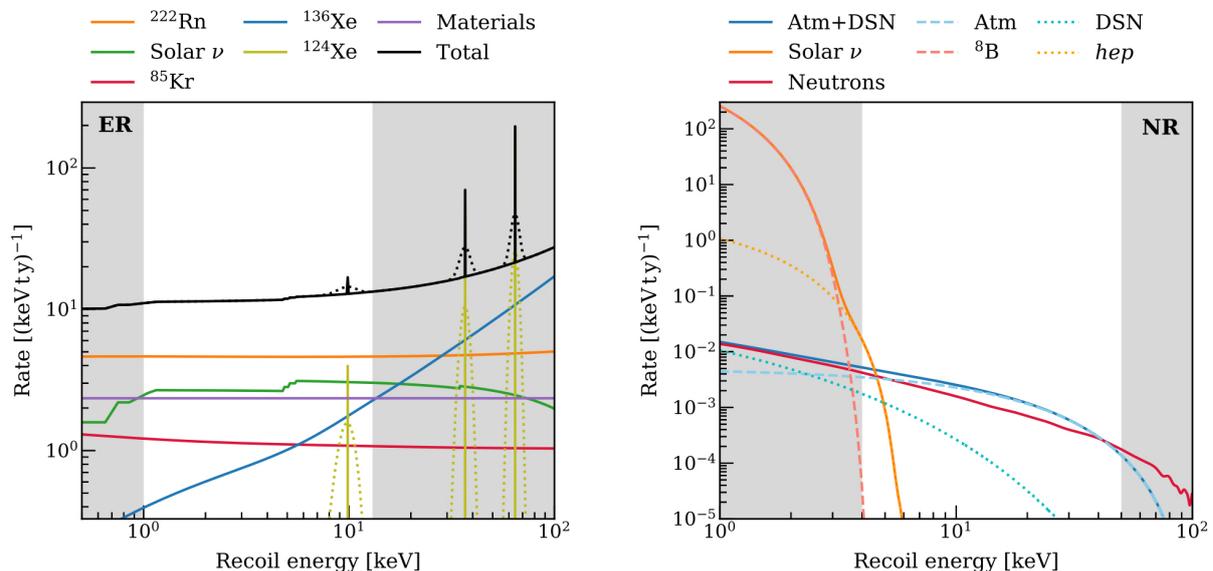


Figura 2.5: Spettro energetico del rumore di fondo ER (a sinistra) e NR (a destra) atteso in una massa fiduciale di 4 t. In bianco sono evidenziate le regioni di interesse per le WIMP SI, rispettivamente di 1.13 keV e 4.50 keV [25].

l'effetto Compton, segnali ER ad energie ridotte. Tali raggi gamma sono emessi dalle catene di decadimento di ²³⁸U e ²³²T e dal decadimento di elementi radioattivi quali ⁴⁰K, ⁶⁰Co e ¹³⁷Cs, presenti nelle componenti del rivelatore.

Un'altra delle fonti principali di rumore di fondo ER è dovuta all'emissione di particelle β causata dagli elementi pesanti diffusi nello LXe che, senza che avvenga nessuna collisione, producono lo stesso segnale di eventi di rinculo elettronico. Tra questi l'isotopo radiogenico più difficile da sopprimere è il ²²²Rn che, grazie alla sua elevata vita media (3.8 giorni), si diffonde quasi omogeneamente nel volume di LXe. Lo Xenon presente in commercio è inoltre contaminato da Krypton naturale con una concentrazione dell'ordine ($\mathcal{O}(\text{ppm})$). L'isotopo del Krypton ⁸⁵Kr ha un abbondanza in natura di $\frac{^{85}\text{Kr}}{\text{Kr}_{\text{nat}}} \sim 10^{-11}$ e anch'esso costituisce un rilevante emettitore di particelle β . Per questo motivo si utilizza una colonna criogenica di distillazione per ridurre la concentrazione nello Xenon liquido necessario per l'esperimento.

Infine un'altra fonte, questa volta esterna, di background ER deriva dai neutrini solari i quali provocano singoli eventi di rinculo a bassa energia che, a causa della debole sezione d'urto e dell'elevata profondità di penetrazione, si distribuiscono uniformemente in tutta la TPC.

2.2.2 NR Background

Le interazioni dei neutroni e lo scattering elastico coerente tra neutrini e nuclei ($CE\nu NS$) sono la causa principale del rumore di fondo NR, in quanto producono segnali esattamente uguali a quelli attesi dalla WIMP. Ma, mentre i neutrini interagiscono al massimo una sola volta all'interno della TPC a causa della debole sezione d'urto, i neutroni possono farlo numerose volte all'interno del volume fiduciale in quanto caratterizzati da un cammino medio di ~ 10 cm (per neutroni con energia dell'ordine dei MeV). Inoltre i neutroni penetrano molto più in profondità anche rispetto ai raggi gamma e quindi schermare lo LXe da essi risulta molto complesso.

Il maggior contributo al background NR deriva dai *neutroni radiogenici* generati nel range energetico dei MeV attraverso processi di fissione spontanea di ^{238}U , ^{235}U e ^{232}Th e tramite reazioni (α, n) indotte dalle particelle α derivanti dal decadimento dei nuclei. Ulteriori neutroni, questa volta di natura *cosmogenica*, sono prodotti dai muoni che riescono a raggiungere gli ambienti sotterranei del LGNS. Essi sono caratterizzati da energie dell'ordine di decine di GeV e possono contribuire al background NR. Essendo però creati lontano dalla TPC, è possibile individuare con precisione questi eventi attraverso il sistema di Muon Veto (paragrafo 2.3) e tenerne poi conto durante l'analisi dati.

Anche i neutrini, di origine atmosferica, solare o provenienti da supernove, possono causare background NR tramite processi di $CE\nu NS$. Essi sono difficili da individuare con precisione e costituiscono una sorgente di rumore di fondo irriducibile per esperimenti basati su TPC a doppia fase. In Fig. 2.6 è mostrato lo spettro dell'energia di rinculo del rumore di fondo NR ottenuto per una massa fiduciale di 1 t dall'esperimento XENON1T. Il grafico mostra che il maggior contributo al background NR è dovuto ai neutroni radiogenici, è questo il motivo che ha portato alla costruzione del sistema di Neutron Veto (paragrafo 2.4).

2.3 Il Sistema di Muon Veto

Per diminuire maggiormente il rumore di fondo derivante dai neutroni cosmogenici, le TPC degli esperimenti XENON1T e XENONnT sono state inserite in serbatoi cilindrici riempi di acqua deionizzata (water tank, WT) che funge da scudo contro i neutroni esterni e i raggi gamma. Questo serbatoio costituisce la struttura base per la costruzione del sistema di Muon Veto (MV) capace di individuare i muoni cosmogenici i quali hanno, nella Hall B del LGNS, un flusso di $(3.31 \pm 0.03) \times 10^{-8} \mu/(cm^2s)$ ed energia media di ~ 270 GeV [31]. La rivelazione di tali particelle avviene grazie alla luce Cherenkov che emettono quando penetrano nel serbatoio d'acqua. Sfruttando questo effetto il MV riesce ad identificare sia gli eventi in cui un muone attraversa direttamente la WT (*muon events*) sia i casi in cui il muone passa all'esterno del serbatoio e sono i neutroni indotti, insieme allo sciame di particelle associate, ad entrare nel sistema di veto (*shower events*).

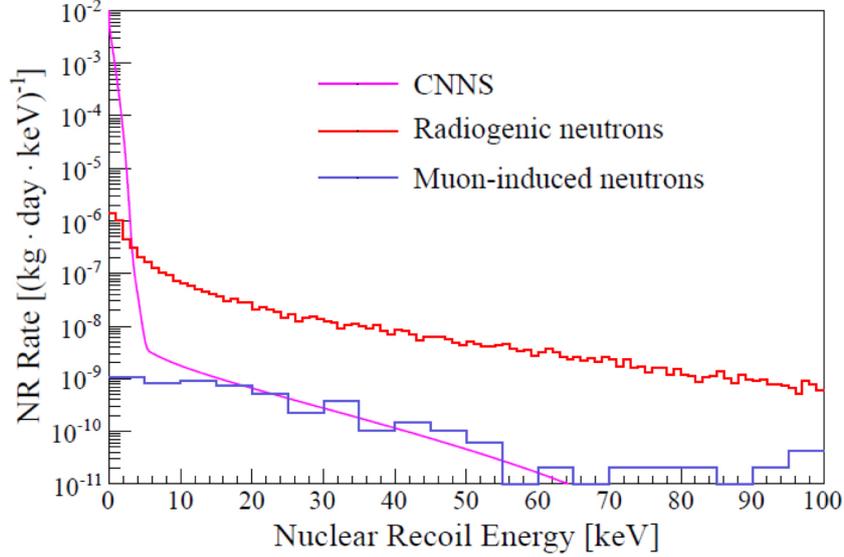


Figura 2.6: Spettro energetico NR ottenuto per 1 t di volume fiduciale. Poiché la ROI è definita nel range di 4.5 keV, sono i neutroni radiogenici a contribuire maggiormente al rumore di fondo (rosso). In caso si considerino le più basse energie dell’esperimento XENON1T il contributo CNNS (rosa) sarà maggiore. Il contributo derivante invece dai muoni è minore grazie al contributo del Muon Veto [30].

Gli eventi della TPC che avvengono in contemporanea con segnali registrati dal Muon Veto possono così essere riconosciuti e quindi scartati.

2.3.1 Descrizione Muon Veto

Il sistema di Muon Veto è costituito da una serbatoio d’acqua di 9.6 m in diametro e 10.2 m in altezza contenente ~ 700 t di acqua deionizzata. Il MV è stato equipaggiato con 84 PMT distribuiti in cinque anelli, posizionati ad altezze differenti, che seguono la circonferenza della WT. Tra questi i tre anelli intermedi contengono 12 PMT l’uno, mentre l’array superiore ed inferiore sono dotati di 24 PMT distribuiti il più vicino possibile al bordo esterno. Il rilascio energetico degli eventi muone, stando alle simulazioni Monte Carlo, è molto elevato, per questo il numero relativamente ridotto di PMT è sufficiente a rivelarne la luce prodotta.

Inoltre nel MV, per aumentare l’efficienza nella rivelazione della luce Cherenkov, le superfici interne del serbatoio d’acqua sono state ricoperte di un materiale con una riflettività $> 99\%$ per lunghezza d’onda comprese tra i 400 e i 1000 nm [32].

Attraverso simulazioni Monte Carlo infine sono state valutate le efficienze di tagging di tale design ottenendo valori del $(99.78 \pm 0.05)\%$ per gli eventi muone e del $(71.4 \pm 0.5)\%$ per

gli eventi shower. Queste efficienze, unite alla funzione di scudo svolta dal volume d'acqua della WT, portano ad una diminuzione del rumore di fondo dei neutroni cosmogenici di ben due ordini di grandezza [33].

2.3.2 Effetto Cherenkov

Il funzionamento del sistema MV si basa sull'effetto Cherenkov, esso consiste nell'emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un materiale dielettrico attraversato da una particella carica.

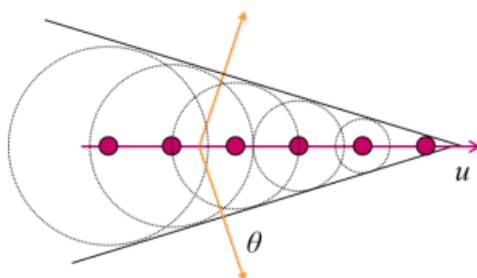


Figura 2.7: Cono formato dall'onda elettromagnetica che si crea al passaggio della particella di velocità $> c/n$.

La radiazione Cherenkov viene prodotta quando la particella carica che si muove all'interno del materiale ha velocità superiore a quella della luce. Tale velocità è data da:

$$\beta c = v = \frac{c}{n} \quad \rightarrow \quad v_{particle} > c/n \quad (2.2)$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto e n è l'indice di rifrazione del mezzo.

Lungo la sua traiettoria la particella carica induce momenti di dipolo temporanei negli atomi del mezzo attraversato. Quando queste molecole ritornano alla configurazione iniziale producono radiazione elettromagnetica che si propaga come un'onda sferica. Finché la velocità è minore di quella della luce, i dipoli sono disposti simmetricamente rispetto al cammino della particella per cui le radiazioni emesse si elidono fra loro. Quando invece la velocità è superiore a quella della luce il momento di dipolo totale non è nullo e i fronti d'onda si sovrappongono costruttivamente, come mostrato in Fig. 2.7. L'energia così prodotta si propaga come un'onda d'urto allontanandosi dal punto perturbato con un cono di semi apertura pari al cosiddetto *angolo di Chrenkov*:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} \quad (2.3)$$

dove $\beta = v/c$.

2.4 Il Sistema di Neutron Veto

Come è stato osservato nel capitolo 2.2.2, il contributo dominante al NR background deriva dai neutroni di origine radiogenica; essi sono soggetti a scattering all'interno del volume fiduciale e producono segnali simili a quelli attesi per le WIMP. Per questa ragione uno dei miglioramenti del progetto XENONnT rispetto a XENON1T consiste nella costruzione del Neutron Veto, capace di rivelare neutroni attraverso il processo di *cattura neutronica*.

Il Neutron Veto (NV) consiste in un rivelatore di forma ottagonale posto all'interno del Muon Veto e contenente il criostato della TPC. È dotato di 120 PMT suddivisi in 20 colonne di 6 PMT ciascuna disposti lungo tutta la superficie interna del rivelatore, come mostrato in Fig. 2.8.

La superficie riflettente del NV è coperta da pannelli di ePTFE (politetrafluoretilene espanso), scelti per la loro riflettività alla luce Cherenkov che risulta maggiore del 99% per lunghezze d'onda superiori ai 280 nm. Ma poiché i fotoni Cherenkov prima di colpire un fotosensore possono rimbalzare più volte sia sulle pareti del NV che sul criostato, anche le pareti esterne di quest'ultimo sono state rivestite di ePTFE in modo da massimizzare il più possibile la raccolta della luce.

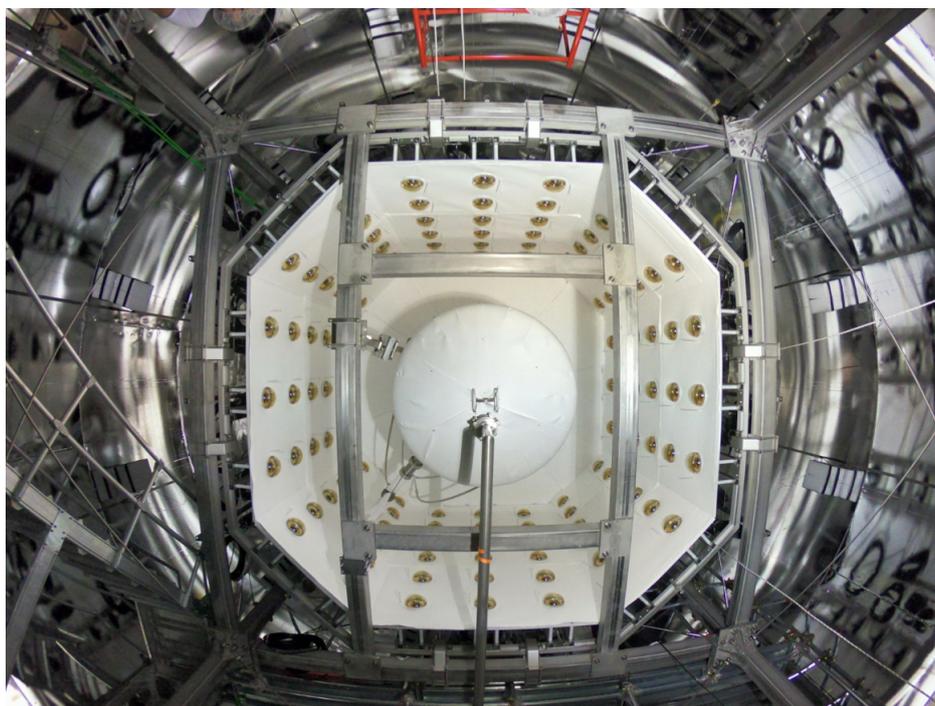
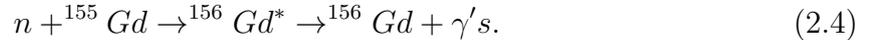


Figura 2.8: Foto dell'interno del Neutron Veto scattata durante la sua installazione. Grazie all'inquadratura dal basso è possibile vedere la TPC al centro e i PMT che ricoprono i pannelli riflettenti.

2.4.1 Cattura neutronica e rivelazione nel NV

La rivelazione dei neutroni eseguita dal Neutron Veto si basa sul processo di cattura neutronica che avviene dopo la termalizzazione dei neutroni, ovvero il loro rallentamento a seguito di una serie di collisioni con gli atomi del mezzo in cui si muovono. Per massimizzare la sezione d'urto di cattura neutronica, minimizzando quindi il tempo caratteristico del processo, è previsto l'inserimento di Sali di Gadolinio (Solfato di Gd ottaidrato) nel serbatoio d'acqua del NV.

Successivamente alla cattura neutronica da parte del Gadolinio, esso viene a trovarsi in uno stato eccitato e, per tornare allo stato fondamentale, emette approssimativamente 3-4 γ [34]. Tale processo per l'isotopo ^{155}Gd , che insieme al ^{157}Gd contribuisce maggiormente alla sezione d'urto, segue:



Attraverso la differenza di massa tra i due stati del Gadolinio si può inoltre calcolare l'energia dei raggi γ :

$$E_\gamma = M({}^{155}\text{Gd}) + M_n - M({}^{156}\text{Gd}) = 8.54\text{MeV} \quad (2.5)$$

dove M_n è la massa del neutrone mentre $M({}^{155}\text{Gd})$ e $M({}^{156}\text{Gd})$ sono rispettivamente le masse di ^{155}Gd e ^{156}Gd [18].

I γ così emessi subiscono scattering Compton contro gli elettroni dell'acqua i quali, accelerati, producono fotoni Cherenkov che sono rivelati dai PMT a seguito di numerose riflessioni all'interno del volume del rivelatore. In questo modo quando il NV registra un evento di tipo neutrone, gli eventi osservati dalla TPC in una finestra temporale precedente a tale evento possono essere taggati. Può infatti succedere che un neutrone produca un solo evento di scattering all'interno del volume fiduciale della TPC e poi sia spinto verso il Neutron Veto. Se quest'ultimo riesce a rivelare tale particella, la finestra temporale evita che il suo segnale possa essere scambiato per una WIMP [35]. Al momento il Gadolinio non è ancora stato inserito nel funzionamento del sistema che opera ancora con acqua demineralizzata. La cattura in acqua (sul protone) è associata all'emissione di gamma per un'energia complessiva di 2.2 MeV. Questa è stata la configurazione utilizzata nel corso del SR0 e del SR1; nonostante ciò il sistema ha prodotto risultati molto promettenti per quanto riguarda l'efficienza di rivelazione dei Neutroni (tagging efficiency e detection efficiency). In una prossima fase dell'esperimento si procederà con l'inserimento del Gd. Ciò comporterà non solo un aumento dell'efficienza di tagging (grazie alla maggior energia dei fotoni emessi), ma anche una riduzione della finestra di coincidenza richiesta per individuare questi eventi; questo dettaglio è importante, dal momento che determina il deadtime indotto nella TPC per identificare il neutrone.

2.5 Fotomoltiplicatori

I fotomoltiplicatori (PhotoMultiplier Tubes, PMT) sono dispositivi che convertono la luce in un segnale elettrico che può essere misurato. Grazie alla loro alta sensibilità e velocità sono diventati strumenti ampiamente usati nella fisica delle particelle e delle alte energie. Nell'esperimento XENONnT tutti i rivelatori coinvolti adoperano questa tecnologia, i cui componenti principali sono:

- un fotocatodo costituito di un materiale fotosensibile che riesce a convertire un flusso di fotoni in elettroni
- un sistema di input elettronico-ottico che focalizza e accelera gli elettroni del flusso
- un moltiplicatore di elettroni che consiste in una serie di elettrodi che emettono elettroni chiamati *dinodi*
- un anodo che raccoglie il flusso di elettroni e fornisce il segnale di output

La Fig. 2.9 descrive in maniera schematica gli elementi principali che costituiscono un fotomoltiplicatore.

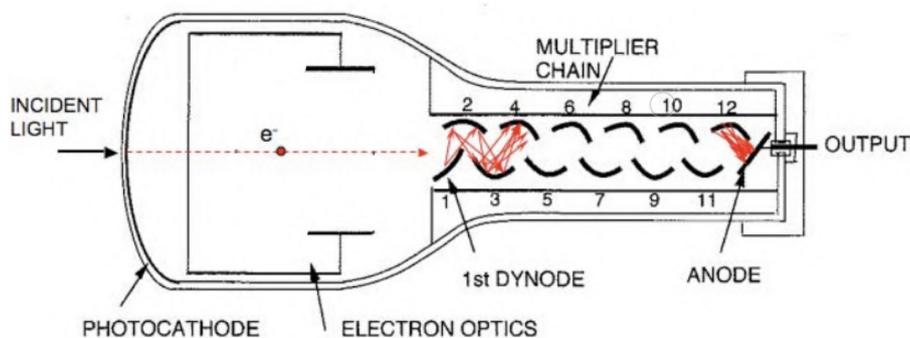


Figura 2.9: Schema degli elementi principali che costituiscono un fotomoltiplicatore.

2.5.1 Principio di funzionamento

Quando un raggio gamma di lunghezza d'onda λ e frequenza ν colpisce un materiale caratterizzato da un potenziale di estrazione Φ emette, per effetto fotoelettrico, un elettrone di energia:

$$E_e = h\nu - \Phi. \quad (2.6)$$

Non tutti i fotoni incidenti causano l'emissione di un elettrone; la probabilità che avvenga questa conversione dipende dalla lunghezza d'onda di γ e dalla composizione e dallo spessore del materiale fotoemissivo. In un fotomoltiplicatore il rapporto:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{numero di elettroni emessi}}{\text{numero di fotoni incidenti}} \quad (2.7)$$

prende il nome di *quantum efficiency* e risulta sempre minore di uno a causa della perdita di energia che si verifica in ogni fase del processo di fotoemissione.

Gli elettroni così prodotti, a causa della differenza di potenziale applicata ai capi del fotomoltiplicatore, sono accelerati verso il primo dinodo. A seguito della collisione tra l'elettrone e il dinodo si generano per emissione secondaria altri elettroni che si dirigono verso il secondo moltiplicatore. Il numero di elettroni emessi in questo modo è dato dal *coefficiente di emissione secondaria*:

$$\delta = \frac{\text{numero di elettroni secondari emessi}}{\text{numero di elettroni primari}}. \quad (2.8)$$

Questo processo continua per tutti i moltiplicatori fino a generare una cascata di elettroni che viene raccolta dall'anodo e trasformata in corrente elettrica.

2.5.2 Rumore di fondo

Diversi fenomeni possono concorrere a limitare l'accuratezza dei fotomoltiplicatori nelle misure di corrente e voltaggio come la *Dark Current* e l'*Afterpulse* [36].

Dark Current

La Dark Current costituisce il background presente nei PMT anche in condizioni di assoluta mancanza di luce. Essa è costituita da due componenti: la prima è continua ed è dovuta alla dispersione sul vetro e sulla superficie isolante, la seconda è invece ad intermittenza e consiste in impulsi di pochi nanosecondi. La Dark Current deriva sia dalle condizioni esterne, quali voltaggio applicato, temperatura o umidità, che dall'utilizzo passato dei PMT. In alcuni casi si tratta di effetti temporanei mentre altri possono essere permanenti, tra questi ultimi domina l'effetto di *emissione termoionica*.

In generale quando si parla di rumore di fondo dovuto alla Dark Current si fa riferimento a frequenze dell'ordine del kHz (a 0.25 PE) per il NV e ~ 2 kHz (a 0.5 PE) per il MV. Questo dato assume particolare importanza dal momento che il dark current rate determina il rate di coincidenze accidentali. Siccome per rivelare i segnali si richiede la coincidenza tra più PMT, più alta sarà questa frequenza maggiore è la probabilità di che si verifichino tali coincidenze. Per quanto riguarda invece la TPC, a causa delle basse temperature dello Xenon liquido, la Dark Current rivelata è molto più bassa (< 100 Hz).

Afterpulse

Gli Afterpulse sono segnali spuri che possono comparire dopo il segnale dell'impulso principale. Basandosi sul tempo che divide l'Afterpulse dal segnale reale si possono distinguere due cause principali:

- **Reazioni luminose**

Quando un elettrodo viene colpito da elettroni emette fotoni. Nonostante l'efficienza luminosa di questi fenomeni sia bassa, è possibile che in alcuni PMT la luce emessa, anche negli step finali del moltiplicatore, possa tornare indietro e raggiungere il fotocatodo generando un segnale di afterpulse. Quest'ultimo sarà ritardato (tipicamente di 20/110 ns) rispetto al segnale principale a causa del tempo necessario al transito degli elettroni e dei fotoni.

- **Ionizzazione dei gas residui**

Nonostante gli sforzi per mantenere il vuoto all'interno dei PMT e fare in modo che gli elettroni generati non perdano energia interagendo con l'aria, sono presenti nei fotomoltiplicatori dei gas residui. Essi sono dovuti ai materiali che costituiscono la struttura dei PMT e all'elio che riesce a penetrarne il vetro. Può succedere che questi gas residui siano ionizzati dagli elettroni in moto. Gli ioni così generati si dirigono verso il catodo dove possono causare l'emissione di ulteriori elettroni, generando un segnale di afterpulse. Questa volta la differenza temporale tra i due segnali è data dal tempo di transito degli ioni che dipende soprattutto dal rapporto tra la massa e la carica della molecola.

L'intervallo temporale tra il segnale e il relativo afterpulse, solitamente dell'ordine dei microsecondi ($\sim 10 \mu s$), può essere calcolato attraverso la seguente formula [37]:

$$t = \int_{s_0}^L \frac{1}{v} ds = \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{s_0}^L \frac{1}{\sqrt{V(s_0) - V(s)}} ds \approx \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L \quad (2.9)$$

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, mentre s_0 è il punto in cui viene generato lo ione che crea il fenomeno di afterpulse. L'approssimazione finale deriva dall'assunzione che $V(s) = V_0(1 - \frac{s}{L})^2$, che si può ritenere valida per PMT emisferici, secondo cui il tempo di arrivo dell'afterpulse è indipendente dal punto di ionizzazione.

Capitolo 3

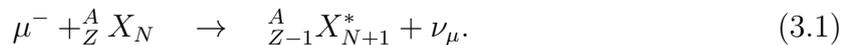
Studio dei neutroni indotti da muone

I sistemi di veto che costituiscono l'esperimento XENONnT sono fondamentali per cercare di indagare al meglio i fenomeni che avvengono all'interno del volume fiduciale. In questo modo è possibile tenere traccia dei segnali che possono causare nella TPC eventi simili a quelli attesi per le WIMP. Nel seguente lavoro di tesi è stata misurata la produzione di neutroni in seguito al passaggio di un muone all'interno dei sistemi di veto; è stato misurato il numero dei neutroni così generati e il tempo medio caratteristico dei processi di cattura neutronica all'interno del Neutron Veto.

3.1 Processi di produzione dei neutroni

Si distinguono due principali modalità attraverso cui i muoni che superano lo spessore di roccia del Gran Sasso possono generare neutroni: o indirettamente, attraverso la creazione di radioisotopi, oppure direttamente, interagendo all'interno del rivelatore.

Il principale processo di produzione indiretta consiste nella cattura nucleare del muone che avviene generalmente nelle orbite atomiche o molecolari esterne. Qualora il muone non decada, si verifica la sua diseccitazione verso le orbite più interne dove può essere catturato da un protone del nucleo attraverso la reazione:



In tale processo il muone può essere considerato a riposo, per cui l'energia totale scambiata risulta pari alla sua massa e viene suddivisa tra l'energia del neutrino uscente e quella di eccitazione del nucleo. Nel caso in cui quest'ultima risulti sufficientemente elevata, il nucleo può evaporare emettendo dei nucleoni, tra cui principalmente proprio neutroni.

La generazione dei neutroni può avvenire anche attraverso l'interazione diretta dei muoni con i nuclei della roccia o dei materiali che costituiscono gli apparati e la schermatura dei rivelatori. Si distinguono processi di:

1. *spallazione*: interazione che avviene attraverso lo scambio di fotoni virtuali i quali producono la disintegrazione del nucleo,
2. diffusione elastica con i neutroni legati all'interno del nucleo,
3. reazioni fotonucleari associate agli sciami elettromagnetici generati dai muoni,
4. produzione di neutroni secondari in seguito a qualsiasi dei processi precedenti.

3.2 Raccolta dati sperimentali

L'esperimento XENONnT produce dati provenienti da tre rivelatori diversi: Muon Veto, Neutron Veto e TPC, ciascuno dei quali si basa su tecniche di rivelazione diverse; pertanto il processamento dei dati raw, in uscita dai Digitizer (DAQ), risulta molto diverso tra i tre rivelatori.

In questo lavoro di tesi sono stati utilizzati parte dei dati acquisiti durante il secondo run scientifico Science Run 1 (SR1) iniziato nel Maggio 2022. La modalità di presa dati è denominata *background linked*, facendo riferimento alla sincronizzazione temporale dei tre rivelatori; questa permette di ricostruire facilmente la coincidenza degli eventi, confrontandone le informazioni temporali. La durata complessiva dell'acquisizione dati utilizzata per questa analisi fa riferimento ad un'esposizione totale di 159.2 giorni.

3.2.1 Acquisizione dati

L'analisi dei neutroni prodotti al passaggio di μ nei veto richiede l'utilizzo dei dati provenienti dal Muon Veto e dal Neutron Veto, escludendo quindi la TPC. In questo paragrafo sono descritte le caratteristiche di presa dai dei due rivelatori.

Muon Veto

Il Muon Veto è dotato di 84 PMT e il sistema di acquisizione dati (DAQ) è costituito da 11 digitizer CAEN V1724 ad 8 canali, con una risoluzione di 14 bit, range dinamico 500 mV e frequenza di campionamento di 100 MSamples s^{-1} corrispondente ad una risoluzione temporale di 10 ns per sample. Questi ultimi si attivano, acquisendo tutti gli 84 canali, in seguito ad un *hardware trigger* che si verifica quando almeno 5 PMT sono in coincidenza all'interno di una finestra temporale di 300 ns. Un singolo PMT può contribuire al segnale di trigger solo se supera una *threshold*, ovvero un'ampiezza minima che per il MV è stata fissata a ~ 100 ADC counts; questa è l'ampiezza media di

un singolo fotoelettrone. Attivato il trigger, gli 84 i canali del rivelatore sono acquisiti in una finestra temporale di $\sim 5 \mu\text{s}$, che comprende, oltre all'intervallo temporale del segnale, anche un intervallo di *pre-trigger* e uno di *post-trigger*.

Neutron Veto

Il Neutron Veto è costituito da 120 PMT e la DAQ utilizza 8 digitizer CAEN V1730 a 16 canali con una risoluzione di 14 bit, range dinamico 2 V e frequenza di campionamento di $500 \text{ MSamples s}^{-1}$ (2 ns per sample). La raccolta dati del Neutron Veto si basa su un sistema di *self-trigger*: ogni canale viene acquisito singolarmente tutte le volte che il suo segnale supera una soglia fissata per la maggior parte dei canali a 15 ADC Counts (considerando che 1 PE è in media 60 ADC Count, questa soglia corrisponde a circa 1/4 di fotoelettrone). In questo caso la finestra temporale di acquisizione minima è di 140 ns, essa è però dinamica e, in caso di persistenza del segnale, può raggiungere un massimo di $1 \mu\text{s}$ (500 samples). A questo intervallo temporale si aggiunge inoltre una finestra di pre-trigger di 32 samples.

3.2.2 Processamento dati

Al fine di essere trasformati in un formato analizzabile, i dati raccolti sono soggetti ad una catena di processamento.

La prima fase di questa elaborazione parte dai raw-data ovvero l'output dei Digitizer; essi sono elaborati da un server (*event-builder*) e trasformati in **raw-records**, contenenti informazioni di "basso livello", come ad esempio il canale di acquisizione del segnale, tempo del segnale e l'intera waveform, espressa come array di ADC counts.

Se almeno due impulsi (hits) sono registrati dal rivelatore in coincidenza entro una finestra temporale di 200 ns, essi concorrono a creare un **evento**. Dati di questo tipo contengono informazioni che riassumono le caratteristiche globali dell'evento fisico come si può vedere dalla Tab. 3.1.

In questo caso le variabili sono definite tenendo conto di tutti gli impulsi che contribuiscono all'evento, ad esempio l'area è calcolata come la sommatoria delle aree degli hits coinvolti, mentre il "center time" è il baricentro temporale ottenuto attraverso la media pesata delle aree dei singoli segnali. Tutti i dati temporali sono riportati in nanosecondi mentre quelli riguardanti l'area sono espressi come numero di fotoelettroni prodotti dai PMT (PE).

3.3 Analisi sulla qualità dei dati

Dei 159.2 giorni di raccolta dati non tutti sono stati ritenuti adeguati per l'analisi. Per prima cosa, per garantire una sufficiente statistica di muoni per ogni run, sono stati scartati tutti quelli di durata inferiore ai 30 minuti. Per determinare la qualità dei run

Informazioni evento	Descrizione
Time	Tempo di inizio dell'evento [ns]
Endtime	Tempo di fine dell'evento [ns]
N° PMT	Numero di PMT coinvolti
Area	Area totale dell'evento [PE]
Area per canale	Area registrata da ogni canale [PE]
Center Time	Baricentro temporale dell'evento [ns]

Tabella 3.1: Informazioni salvate per ogni evento registrato dal rivelatore.

rimanenti, si è utilizzato come parametro indicativo il rate stesso di muoni rivelato nel NV¹. Solo a questo punto, si è proceduto ad analizzare i run sopravvissuti ai tagli di qualità.

3.3.1 Selezione degli eventi muone

Risulta indispensabile ai fini dell'analisi poter distinguere quali, tra gli eventi registrati dai sistemi di veto, possono essere interpretati come eventi muone.

La definizione di evento di μ nel Muon Veto si basa sulle seguenti considerazioni:

1. Essendo il passaggio di muone un fenomeno altamente energetico, l'evento prodotto è caratterizzato da una molteplicità di almeno 30 PMT.
2. Il segnale deve inoltre presentare un'area minima di 100 PE, garantendo almeno un fotoelettrone generato su ogni PMT.
3. Siccome il passaggio del μ genera una gran quantità di luce nel rivelatore, essa è in genere associata alla generazione di afterpulse nei PMT. Per rigettare eventi dovuti ad afterpulse si definisce un taglio con cui si scartano tutti gli eventi che si presentano entro 20 μ s dall'evento precedente².

Per quanto riguarda invece gli eventi rivelati dal Neutron Veto, le caratteristiche principali attese per un segnale di questo tipo sono:

1. Come descritto nel paragrafo 2.8, il NV è stato progettato per rivelare la luce Cherenkov prodotta dai processi di cattura neutronica che in generale risultano molto meno energetici in confronto al passaggio di un muone all'interno del rivelatore.

¹Siccome è un parametro che è possibile stimare da simulazioni Monte Carlo nonché da semplici considerazioni geometriche noto il flusso di muoni nei laboratori

²Il taglio è conservativo dal momento che i fotomoltiplicatori non sono stati caratterizzati in termini di afterpulse rate nè si conosce la distribuzione in carica di questi fenomeni in ciascun PMT. La distribuzione temporale degli afterpulse, andando a considerare tutti i PMT, risulta quindi molto larga [38]

Per questo motivo ci si aspetta che, data anche l'elevata riflettività delle pareti e la trasparenza dell'acqua, un evento muone coinvolga la totalità dei PMT del Neutron Veto. È quindi stata imposta per questi segnali una molteplicità minima di 115 fotomoltiplicatori sui 120 totali.

2. Per quanto riguarda l'area attesa da un evento muone essa è strettamente legata all'efficienza nella raccolta della luce del rivelatore. A seguito di studi effettuati sulla distribuzione in area degli eventi [38] è stato imposto, per poter considerare un segnale registrato dal NV un muone, un limite minimo in area di 1700 PE.

3.3.2 Calcolo del rate per ogni run

Una volta definiti gli eventi muone nel NV, si è misurato il rate di tali eventi per ogni run. Il rate medio nei run analizzati, mostrati in Fig. 3.1, è pari a $(5.97 \pm 0.03)10^{-3}$ Hz, in accordo con i risultati delle simulazioni Monte Carlo.

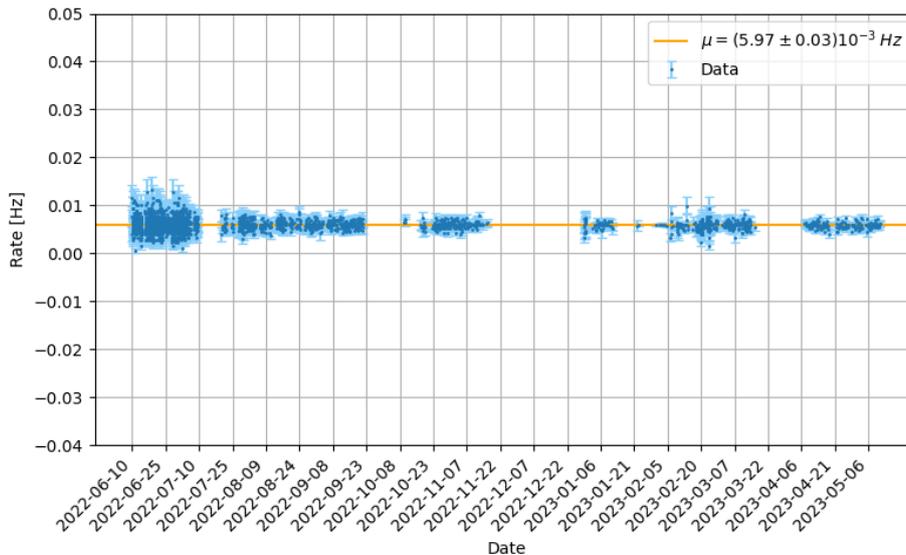


Figura 3.1: Rappresentazione grafica dei rate di muoni rivelati dal Neutron Veto per ogni run compreso nella raccolta dati. La linea arancione indica la media complessiva dei rate misurati. Il motivo per il quale i dati non sono uniformemente distribuiti su tutto l'asse temporale è dovuto alla alternanza di run scientifici e run di calibrazione.

A questo punto, per decidere quali run considerare adeguati all'analisi dati, è stato costruito un istogramma con i valori dei rate calcolati. Su di esso è stato eseguito un fit gaussiano e sono stati ritenuti accettabili tutti run compresi entro un intervallo di tre sigma dal valore medio ottenuto (vedi Fig. 3.2).

I run esclusi da questo intervallo, insieme a quelli di durata inferiore ai 30 minuti, sono stati scartati ottenendo così un tempo totale di acquisizione dati di 157.97 giorni.

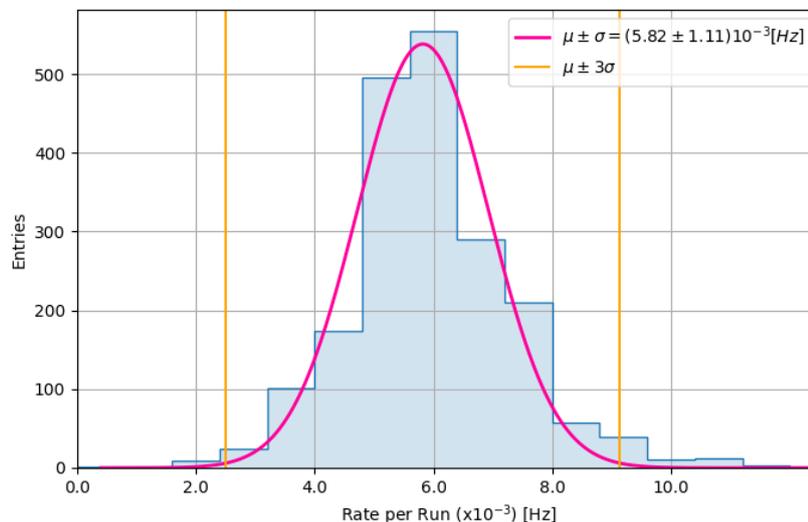


Figura 3.2: In blu è rappresentato l'istogramma del rate di muoni registrati dal Neutron Veto in ogni run. In fucsia si osserva invece il fit gaussiano da cui sono stati estrapolati il valore d'aspettazione e la deviazione standard. Infine in arancione sono rappresentate i limiti, a tre sigma dal valore medio, che delimitano l'intervallo dei run accettabili.

3.4 Calcolo dei neutroni indotti da muone

L'identificazione di eventi di neutroni associati al passaggio di un μ nel volume del rivelatore si basa sullo studio della distribuzione temporale degli eventi. A tal proposito quindi il segnale di trigger a partire dal quale si costruisce la finestra di coincidenza è il muone nel MV; questa scelta infatti rappresenta una selezione più ampia in quanto include anche gli eventi di μ nel NV.

Nel momento in cui un segnale rivelato dal Muon Veto rispetta tutte queste caratteristiche tipiche di un evento muone (vedi paragrafo 3.3.1), viene aperta una finestra temporale di $[-1200, +1200] \mu\text{s}$ e si studiano tutti gli eventi registrati dal Neutron Veto in questo intervallo. Tra questi segnali sono poi identificati, utilizzando le informazioni raccolte attraverso la calibrazione del NV svolta durante il SR0, quelli compatibili con eventi di tipo neutrone.

Durante il SR0 infatti, si è effettuata una calibrazione con una sorgente AmBe (Americio-Berilio) di neutroni. Dalla calibrazione si è osservato che la cattura neutronica in acqua, con emissione di 2.2 MeV di energia, corrisponde come si può vedere

in Fig. 3.3 ad un picco di circa 20 PE. Per questo motivo, tra i segnali rivelati dal NV a seguito del passaggio del muone, sono selezionati tutti gli eventi che, oltre ad attivare almeno 5 PMT (soglia scelta per gli eventi di neutrone nel SR0), sono caratterizzati da un'area compresa tra 10 e 60 PE.

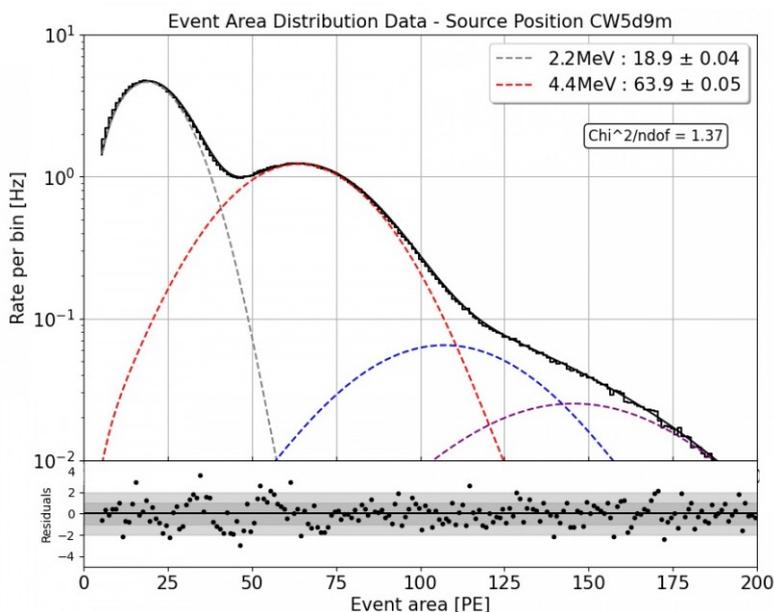


Figura 3.3: Distribuzione in area degli eventi nella calibrazione con AmBe effettuata nel NV. La curva è un fit della distribuzione in carica degli eventi di cattura neutronica (ottenuta in seguito alla sottrazione del background). Dal grafico si può osservare come il picco atteso dalla cattura neutronica è associato alla prima gaussiana nel fit, con valore medio intorno a 20 PE.

A questo punto si è studiata la distribuzione delle differenze temporali tra questi eventi e il rispettivo evento di muone che ha generato il trigger.

La finestra temporale da $[-1200, 0] \mu s$, raccogliendo le differenze temporali dei dati registrati dal Neutron Veto prima del passaggio del muone, è stata utilizzata per stimare il rate di background, rappresentato dal plateau della distribuzione.

Analizzando invece la finestra temporale tra $[0, 1200] \mu s$, è possibile ottenere informazioni sui processi di cattura neutronica che ci si aspetta diano origine ad una distribuzione esponenziale, la quale si somma al plateau distribuito uniformemente legato al background. Sempre in seguito ai test di calibrazione, il tempo medio atteso per la cattura neutronica è di $(177 \pm 8) \mu s^3$. Il τ dalle calibrazioni è il valore iniziale utilizzato per il fit esponenziale della distribuzione temporale.

³Leggeremnte inferiore ai $200 \mu s$ di cattura in acqua pura, per via della presenza di altri materiali nel rivelatore (come ad esempio il Ferro presente nell'acciaio della struttura di supporto)

L'analisi precedentemente descritta è stata ripetuta prima osservando indistintamente tutti gli eventi di muone registrati dai due sistemi di veto, poi solo quelli osservati anche dal Neutron Veto ed infine i muoni rivelati soltanto dal Muon Veto che non attraversano il NV.

3.5 Risultati

In Fig. 3.4 è riportato l'istogramma della distribuzione della differenza temporale tra gli eventi registrati nel Neutron Veto nella finestra $[-1200, 1200] \mu s$ e l'evento di trigger costituito dal muone. In tale grafico il rumore di fondo, sempre presente nel rivelatore, genera un plateau di eventi osservabile sia prima che dopo il segnale di trigger. Da esso è stato possibile stimare il rate di background ottenendo i seguenti risultati:

$$R_{bkg[-1200,0]\mu s} = (54.7 \pm 0.3)Hz \quad R_{bkg[40,1200]\mu s} = (55.0 \pm 0.6)Hz.$$

La consistenza di tali valori verifica la distribuzione temporale omogenea del rumore di fondo e costituisce un utile controllo sulla validità del grafico ottenuto.

La regione di interesse per l'analisi è quella compresa tra 40 e 1200 μs . La decisione di escludere i primi 40 μs dall'analisi è legata all'esclusione di tutti i possibili eventi che derivano da fenomeni di afterpulse registrati dai PMT del NV; questo ulteriore taglio non influenza l'analisi dal momento che per i processi di cattura neutronica sono caratterizzati da tempi medi piuttosto elevati (200 μs), e si può comunque calcolare la frazione di eventi persi, grazie all'andamento esponenziale della distribuzione temporale.

Sui dati così ottenuti è stato quindi eseguito un fit secondo la funzione:

$$f(x) = A + Be^{-\frac{x}{\tau}} \quad (3.2)$$

dove A rappresenta il contributo del rumore di fondo, B è legato al numero di neutroni indotti mentre τ è il tempo medio della cattura neutronica (vedi Fig. 3.5).

Dai parametri del fit è stato ottenuto un valore di τ di:

$$\tau = (169 \pm 8)\mu s$$

in accordo, entro i limiti dell'errore, con i risultati della calibrazione con AmBe. Calcolando invece l'area del contributo esponenziale del grafico, è stato possibile stimare il numero di neutroni indotti dal passaggio di un muone all'interno dei rivelatori:

$$N_n = \int_{40}^{1200} Be^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad n = \frac{N_n}{N_\mu} \quad (3.3)$$

dove i limiti dell'integrale sono espressi in μs mentre N_n si riferisce al numero di neutroni e N_μ indica il numero di muoni. In questo modo è stato ottenuto un valore di neutroni per muone pari a:

$$n = (0.0135 \pm 0.0002)$$

con un contributo di $N_n = (6410 \pm 80)$ ed $N_\mu = (476300 \pm 700)$. L'errore su n è stato calcolato tramite la propagazione degli errori.

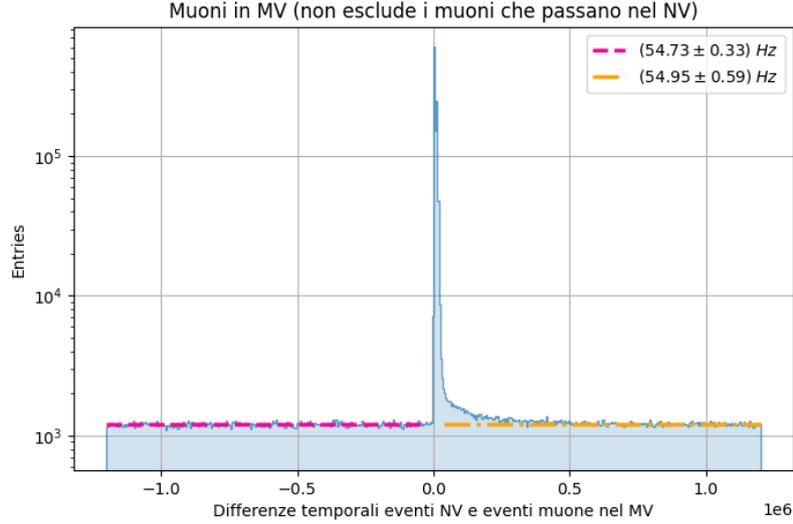


Figura 3.4: Distribuzione delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e il rispettivo evento muone di trigger. La linea tratteggiata fucsia rappresenta il valore del rate di background prima dell'evento muone, l'arancione invece indica tale valore in seguito all'evento trigger.

3.5.1 Calcolo neutroni indotti nel Neutron Veto

Al fine di approfondire meglio l'analisi eseguita, essa è stata ripetuta distinguendo questa volta tra i muoni che sono rivelati sia dal MV che dal NV e quelli che invece sono osservati solo dal Muon Veto e che non penetrano nell'altro sistema di veto.

Anche in questo caso, nello studio della distribuzione delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e gli eventi muone rivelati dal medesimo rivelatore, si è per prima cosa analizzato il rate di background. I risultati ottenuti prima e dopo il segnale di trigger costituito dal muone sono:

$$R_{bkg[-1200,0]\mu s} = (56.3 \pm 0.8)Hz \quad R_{bkg[40,1200]\mu s} = (55.8 \pm 1.5)Hz$$

compatibili tra loro come illustrato anche dal grafico in Fig. 3.6.

A questo punto è stato nuovamente eseguito, nella regione compresa tra 40 e 1200 μs , il fit esponenziale riportato dall'Eq. 3.2. È stato ottenendo così un τ di

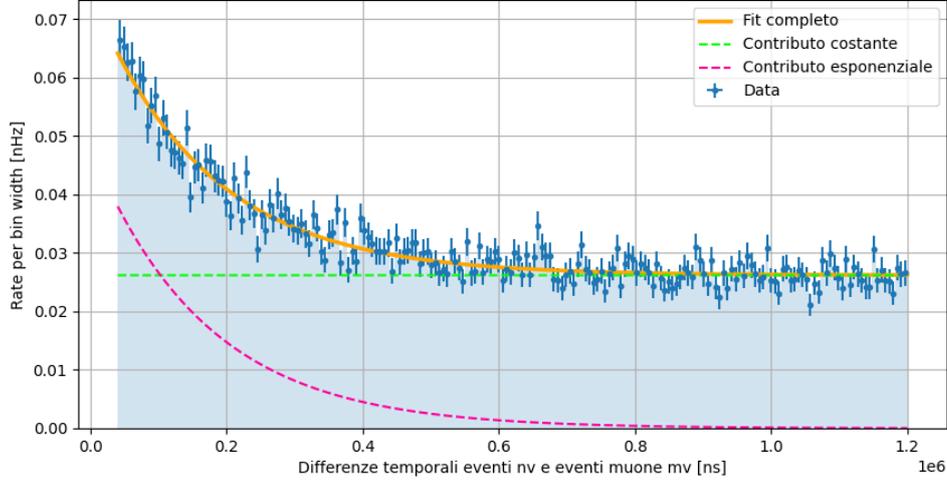


Figura 3.5: Distribuzione normalizzata delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e gli eventi muone di trigger nella finestra temporale da $40 \mu s$ a $1200 \mu s$. In arancione è rappresentato il fit esponenziale di cui la linea tratteggiata fucsia esprime il contributo esponenziale mentre quella verde evidenzia il contributo costante dovuto al background.

$$\tau = (166 \pm 5) \mu s$$

ancora in accordo, entro i limiti dell'errore, come i risultati della calibrazione. Per quanto riguarda invece il numero di neutroni indotti dai muoni che penetrano fino al NV, calcolato utilizzando la formula riportata nell'Eq. 3.3, è risultato pari a:

$$n = (0.077 \pm 0.001)$$

neutroni per muone, con un contributo di $N_n = (6140 \pm 80)$ ed $N_\mu = (80200 \pm 300)$.

Il fit da cui sono stati estratti tali risultati è riportato in Fig. 3.7.

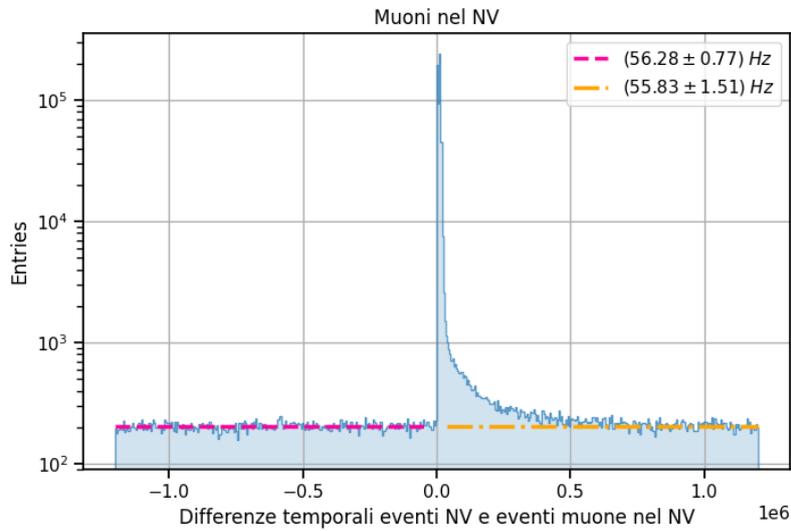


Figura 3.6: Distribuzione delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e gli eventi muone di trigger, anch'essi rivelati dal NV. La linea tratteggiata fucsia rappresenta il valore del rate di background prima dell'evento muone, l'arancione invece indica tale valore in seguito all'evento trigger.

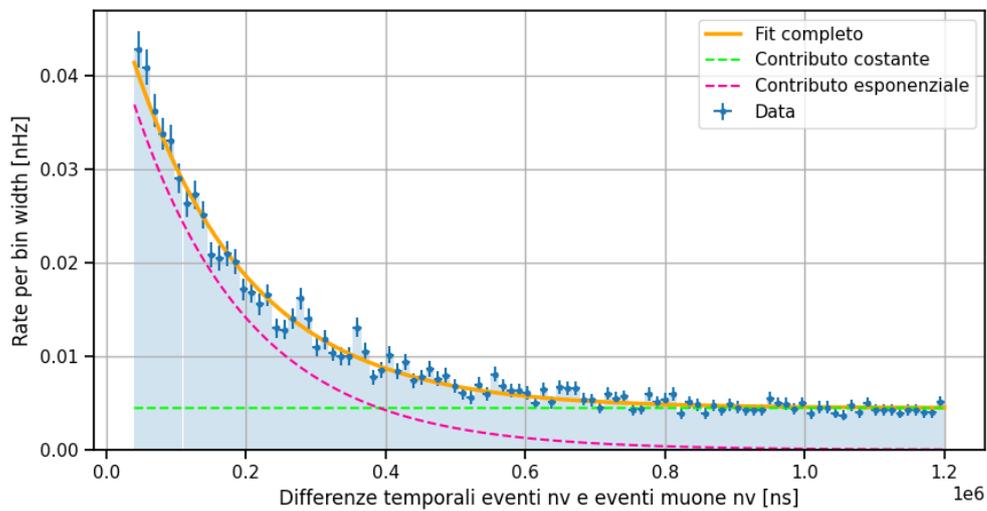


Figura 3.7: Distribuzione normalizzata, tra $40 \mu\text{s}$ e $1200 \mu\text{s}$, delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e gli eventi di trigger costituiti dai muoni registrati sempre dal NV. In arancione è rappresentato il fit esponenziale eseguito sul grafico. La linea tratteggiata fucsia esprime il contributo esponenziale da cui è stato calcolato il numero di neutroni indotti mentre quella verde evidenzia il contributo costante dovuto al background.

3.5.2 Calcolo neutroni indotti nel Muon Veto

Per completezza è stato studiato anche il contributo dei muoni, rivelati dal MV, che non attraversano il NV.

Costruito l'istogramma delle differenze temporali tra gli eventi rivelati dal Neutron Veto e gli eventi di trigger (costituiti questa volta dai segnali di muone acquisiti soltanto dal MV), è stata verificata la compatibilità dei rate di background, come illustrato in Fig. 3.8. I valori ottenuti, in accordo tra loro e simili a quelli ricavati nei casi precedenti, sono stati:

$$R_{bkg[-1200,0]\mu s} = (54.4 \pm 0.4)Hz \quad R_{bkg[40,1200]\mu s} = (54.1 \pm 0.9)Hz.$$

In questo caso però, a differenza dei grafici analizzati in precedenza, la componente esponenziale, caratteristica del processo di cattura neutronica nel NV, è trascurabile ⁴. Tale differenza risulta ancora più evidente nella regione compresa tra 40 e 1200 μs dove è visibile solamente il contributo del plateau dovuto agli eventi di background che quindi è compatibile con una distribuzione uniforme.

Dai risultati ottenuti si può ipotizzare che i muoni che contribuiscono ai segnali di rivelati dal Neutron Veto sono soltanto quelli che penetrano anche nel NV e, una volta al suo interno, generano neutroni. Per quanto riguarda invece i neutroni prodotti dai muoni nel Muon Veto, essi non sono rivelati dal NV poiché non riescono a raggiungerlo, essendo termalizzati e catturati direttamente nell'acqua del MV.

⁴una valutazione del limite superiore che si può porre sul numero di neutroni è rimandato ad uno studio successivo

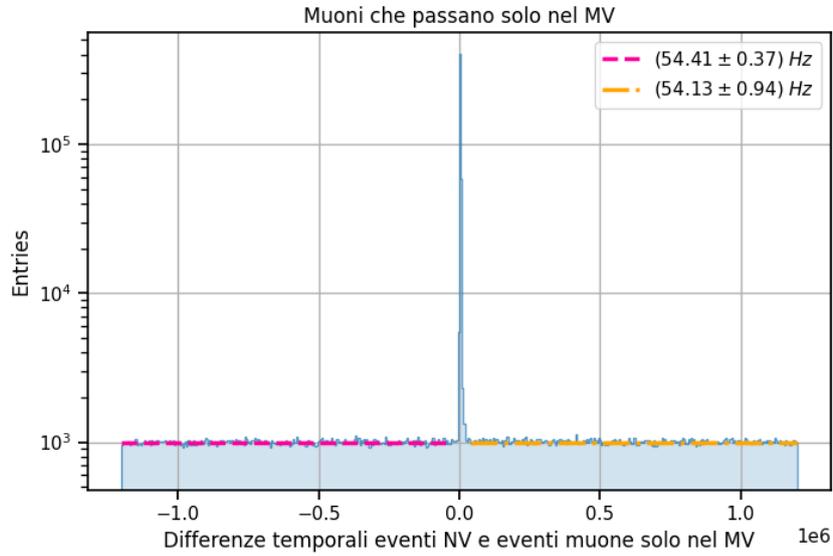


Figura 3.8: Distribuzione delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e gli eventi muone che sono rivelati dal MV ma non arrivano fino al NV. La linea tratteggiata fucsia rappresenta il valore del rate di background prima dell'evento muone, l'arancione invece indica tale valore in seguito all'evento trigger.

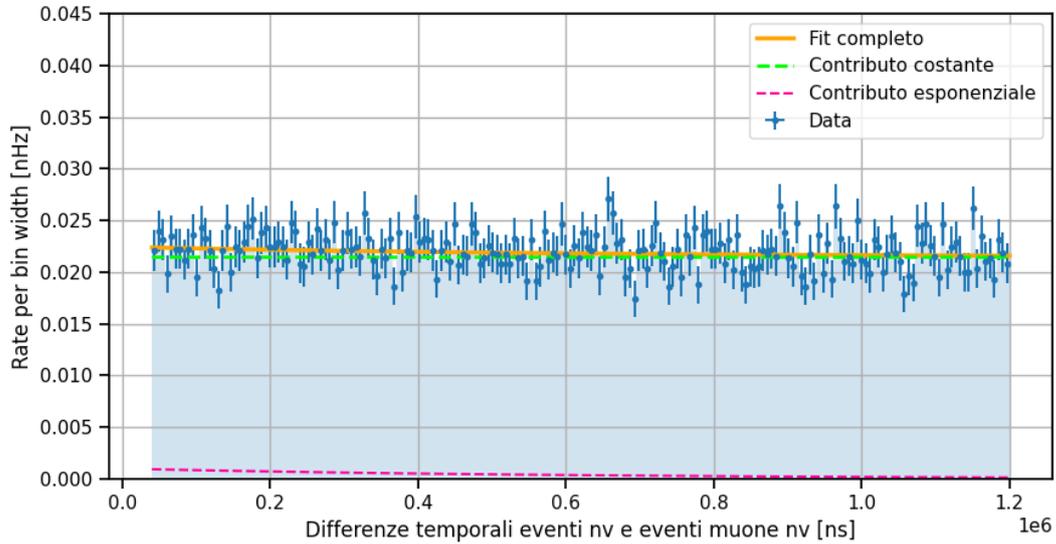


Figura 3.9: Distribuzione normalizzata, tra $40 \mu s$ e $1200 \mu s$, delle differenze temporali tra gli eventi registrati dal NV e gli eventi di trigger costituiti dai muoni registrati solamente dal MV. In arancione è rappresentato il fit esponenziale eseguito sul grafico. La linea tratteggiata fucsia mostra il contributo esponenziale, che risulta trascurabile, mentre quella verde evidenzia il contributo costante dovuto al background.

Conclusioni

Diversi sono gli esperimenti che si sono sviluppati negli ultimi anni con lo scopo di risolvere il problema della materia oscura. Nonostante non sia ancora stato possibile osservare direttamente la materia oscura, diverse ipotesi sono state avanzate sulla sua natura e le proprietà che la caratterizzano. È dalle teorie oltre il Modello Standard che derivano i candidati più accreditati per costituire la componente principale di tale materia. A questo riguardo i principali sforzi sperimentali si sono concentrati sulla rivelazione delle WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), particelle neutre, stabili che però non interagiscono elettromagneticamente. Le osservazioni sperimentali e teoriche sono state fondamentali per la costruzione di esperimenti in grado di rivelare la materia oscura sia in modo diretto, attraverso lo scattering tra le WIMP e i nuclei bersaglio, sia indiretto, mediante lo studio dei prodotti derivanti da processi di annichilazione. Per quanto riguarda gli esperimenti di rivelazione diretta, dato il basso numero di eventi attesi (circa 1 evento/ton/year), sono utilizzati rivelatori altamente massivi e ultra-puri, il più possibile protetti dai raggi cosmici e situati in ambienti a bassissima radioattività.

Presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è attualmente in funzione l'esperimento XENON, finalizzato alla rivelazione delle WIMP attraverso l'energia prodotta dalle loro interazioni con i nuclei bersaglio di LXe. Attualmente l'esperimento XENONnT sta effettuando la presa dati del secondo run scientifico (SR1) iniziato nel Maggio 2022. Questo run segue il primo Science run (SR0), iniziato nel Luglio del 2021 e terminato a Novembre dello stesso anno, per una durata complessiva di 97.1 giorni di esposizione. I primi risultati ricavati dai dati del SR0 [1], hanno permesso di individuare un limite di esclusione con minimo a $2.6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per interazioni indipendenti dallo spin di WIMP di massa $28 \text{ GeV}/c^2$. Tali risultati hanno portato un ulteriore miglioramento dei risultati ottenuti dal precedente rivelatore (XENON1T).

Per indagare al meglio i fenomeni che possono causare nella TPC segnali simili a quelli attesi dalle WIMP è fondamentale il funzionamento dei sistemi di veto. Analizzando gli eventi registrati dal Muon Veto e dal Neutron veto è stato possibile studiare la generazione di neutroni, all'interno del rivelatore, in seguito al passaggio di un muone. Si è inoltre effettuata una distinzione tra i μ rivelati da entrambi i sistemi di veto e quelli registrati solo dal MV che non arrivano fino al NV. Dalla distribuzione delle differenze temporali tra gli eventi di neutrone osservati nel NV e gli eventi muone di

trigger, è stato possibile calcolare il tempo medio caratteristico dei processi di cattura neutronica oltre al numero di neutroni indotti da ogni muone. Per quanto riguarda i muoni che producono un segnale in almeno uno dei due rivelatori è stato ottenuto un tempo medio di $\tau = (169 \pm 8)\mu s$ mentre il numero di neutroni prodotti per μ è pari a $n = (0.0135 \pm 0.0002)$. Se si considerano invece soltanto i muoni rivelati da entrambi i sistemi di veto il valore del tempo medio di cattura neutronica è di $\tau = (166 \pm 5)\mu s$ mentre i neutroni indotti da ogni muone sono $n = (0.077 \pm 0.001)$.

Dall'analisi della stessa distribuzione temporale, costruita però considerando i muoni osservati unicamente dal Muon Veto, è emersa la totale mancanza dell'andamento esponenziale caratteristico dei processi di cattura neutronica. Tale risultato permette di ipotizzare che i muoni che contribuiscono ai segnali rivelati dal Neutron Veto sono solamente quelli che generano neutroni all'interno del NV stesso. Al contrario, i neutroni indotti nel MV sono termalizzati e catturati nello strato d'acqua che separa i due sistemi di veto, senza raggiungere il NV. È questo il motivo per cui il numero di neutroni indotti dai μ che attraversano il NV risulta maggiore di quello ottenuto considerando tutti i possibili muoni. Per quanto riguarda invece i risultati ottenuti per il tempo medio di cattura neutronica, essi sono in accordo con i valori attesi a seguito della calibrazione del Neutron Veto effettuata con neutroni prodotti da una sorgente di AmBe.

Bibliografia

- [1] E Aprile et al. “First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment”. In: *Physical Review Letter* 131, 041003 (2023).
- [2] F Zwicky. “Spectral displacement of extra galactic nebulae”. In: *Helvetica Physica Acta* 6 (1933), p. 110.
- [3] V C Rubin. “Dark Matter in Spiral Galaxies”. In: *Scientific American* 248.6 (1983), pp. 96–109.
- [4] R H Sanders K G Begeman A H Broeils. “Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 249.3 (1991), pp. 523–537.
- [5] *The Bullet Cluster*. URL: https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2007/07/The_Bullet_Cluster2.
- [6] G F Smooth et al. “Preliminary Results from the COBE Differential Microwave Radiometers: Large Angular Scale Isotropy of the Cosmic Microwave Background”. In: *Astrophysical Journal Letters v.371, p.L1* 371 (1991), p. L1.
- [7] J Silk G Bertone D Hooper. “Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints”. In: *Physics Reports* 405 (2005), pp. 279–390.
- [8] N Aghanim et al. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In: *Astronomy & Astrophysics* 641, A6 (2020).
- [9] C Alcock et al. “The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations”. In: *The Astrophysical Journal* 542.1 (2000), p. 281.
- [10] P Tisserand et al. “Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds”. In: *Astronomy & Astrophysics* 469.2 (2007), pp. 387–404.
- [11] J Lesgourgues e S Pastor. “Neutrino mass from Cosmology”. In: *Advances in High Energy Physics* 608515 (2012).
- [12] Y Akrami et al. “Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck”. In: *Astronomy & Astrophysics* 641, A1 (2020).

- [13] G Carugno. *Un vento leggero. Assioni per spiegare la materia oscura*. URL: <https://www.asimmetrie.it/un-vento-leggero>.
- [14] Aldufeery E e Binjonaid M. “Dark matter constraints and the neutralino sector of the scNMSSM”. In: *Universe* 7.2 (2021), p. 31.
- [15] M Milgrom. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”. In: *Astrophysical Journal* 270 (1983), pp. 365–370.
- [16] B P Abbott et al. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. In: *Physical Review Letter* 116, 061102 (2016).
- [17] C Doglioni e LT Wang O Buchmueller. “Search for dark matter at colliders”. In: *Nature Physics* 13 (2017), pp. 217–223. URL: <https://doi.org/10.1038/nphys4054>.
- [18] A Mancuso. *Neutron Veto of XENONnT: final construction design of the system and extensive study and calibration of the PMTs*. 2019.
- [19] P F Smith J D Lewin. “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”. In: *Astroparticle Physics* 6 (1996), pp. 87–112.
- [20] LT Wang J Fan M Reece. “Non-relativistic effective theory of dark matter direct detection”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 11 (2010), p. 42.
- [21] C L Shan. “Determining Ratios of WIMP-Nucleon Cross Sections from Direct Dark Matter Detection Data”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 1107 (2011), p. 005.
- [22] E Aprile et al. “Design and Performance of the XENON10 Dark Matter Experiment”. In: *Astroparticle Physics* 34 (2011), pp. 679–698.
- [23] J Angle et al. “First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory”. In: *Physical Review Letter* 100, 021303 (2008).
- [24] J Angle et al. “Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross-sections from the XENON10 experiment”. In: *Physical Review Letter* 101, 091301 (2008).
- [25] P D Gangi. “The Xenon Road to Direct Detection of Dark Matter at LNGS: The XENON Project”. In: *Universe* 7.8 (2021), p. 313.
- [26] E Aprile et al. “XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days”. In: *Physical Review D* 94, 122001 (2016).
- [27] E Aprile et al. “Dark Matter Search Results from a One Tonne×Year Exposure of XENON1T”. In: *Physical Review Letter* 121, 111302 (2018).
- [28] E Aprile et al. “Constraining the Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Sections with XENON1T”. In: *Physical Review Letter* 122, 141301 (2019).

- [29] E Aprile et al. “Projected WIMP Sensitivity of the XENONnT Dark Matter Experiment”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 11 (2020), p. 031.
- [30] P D Gangi. *Dark Matter Search with the XENON1T Experiment: Background Predictions, Data Analysis and Final Results*. 2019.
- [31] M Ambrosio et al. “Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground Laboratories”. In: *Astroparticle Physics* 19 (2003), pp. 313–328.
- [32] Ch Geis et al. “Optical response of highly reflective film used in the water Cherenkov muon veto of the XENON1T dark matter experiment”. In: *Journal of Instrumentation* 12, P06017 (2017).
- [33] E Aprile et al. “Conceptual design and simulation of a water Cherenkov muon veto for the XENON1T experiment”. In: *Journal of Instrumentation* 9, P11006 (2014).
- [34] K Hagiwara et al. “Gamma Ray Spectrum from Thermal Neutron Capture on Gadolinium-157”. In: *PTEP* 2 (2019), p. 023D01.
- [35] F Casadei. *The XENONnT Neutron Veto: commissioning of the Gadolinium-water purification system*. 2023.
- [36] A Mancuso. *Misure di guadagno di fotomoltiplicatori per il sistema di veto di neutroni dell’esperimento XENONnT*. 2017.
- [37] K J Ma et al. “Time and Amplitude of Afterpulse Measured with a Large Size Photomultiplier Tube”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A629 (2011), pp. 93–100.
- [38] L Damele. *Studio degli eventi di muone nell’esperimento XENONnT*. 2022.