

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

STUDIO DEGLI EVENTI DI MUONE NELL'ESPERIMENTO XENON_nT

Relatore:
Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Presentata da:
Luca Damele

Correlatore:
Dott. Andrea Mancuso

Anno Accademico 2021/2022

Sommario

Numerose osservazioni sperimentali portano ad affermare che la maggior parte della massa dell'Universo sia costituita da materia che viene definita *oscura*. La Materia Oscura (Dark Matter, DM) deve il suo nome al fatto che non interagisce elettromagneticamente, ma solo gravitazionalmente e debolmente (proprietà che ne complica particolarmente la rivelazione). Molti sforzi, sia sperimentali che teorici, sono stati dedicati alla sua ricerca a tal punto da essere considerata uno dei più grandi misteri della fisica moderna. I candidati più promettenti a costituire la materia oscura sono da ricercarsi in teorie oltre il Modello Standard e fra essi figurano le *WIMPs* (Weakly Interacting Massive Particles). Poiché le particelle di DM sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole, per poterle osservare si necessita di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività.

XENONnT è attualmente uno dei due esperimenti (insieme a LUX-ZEPLIN [1]) più sensibili al mondo per la ricerca diretta di WIMPs, grazie all'utilizzo di una camera di proiezione temporale (TPC) a doppia fase (liquido-gas) che presenta una massa bersaglio di 5.9t di xenon liquido (LXe). Il rivelatore è situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), schermato da una copertura di roccia equivalente a 3600 metri d'acqua. XENONnT mira a rilevare lo scattering di WIMPs contro i nuclei bersaglio, sfruttando i segnali osservabili di luce e carica prodotti dai rinculi nel LXe. Lo studio della sensibilità alle WIMPs ottenibile con XENONnT prevede che sarà stabilito un limite superiore alla sezione d'urto d'interazione indipendente dallo spin (SI) con minimo di $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ per WIMPs di massa $50 \text{ GeV } c^{-2}$, che ridurrà di oltre un ordine di grandezza il limite fissato dal precedente esperimento XENON1T. Per raggiungere tale risultato sono fondamentali il sistema di veto di neutroni (Neutron Veto, NV) ed il sistema di veto di muoni (Muon Veto, MV): il NV ha lo scopo di rivelare i neutroni radiogenici provenienti dai materiali dell'esperimento mentre il MV (già impiegato in XENON1T) ha la finalità di eliminare il rumore di fondo dovuto ai raggi cosmici.

Lo studio degli eventi di muone nell'esperimento XENONnT ha permesso di effettuare un'ulteriore verifica del corretto funzionamento dei sistemi di veto, ed approfondire la conoscenza sulla risposta del Neutron Veto al passaggio di un μ all'interno del suo volume attivo. La misura del rate di muoni osservato dal MV ha fornito il valore $R_{MV} = (3.52 \pm 0.02) \times 10^{-2} \text{ Hz}$, mentre la stessa misura effettuata con il NV è risultata essere del valore $R_{NV} = (5.73 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{ Hz}$. Analizzando gli *eventi muone* in coincidenza temporale nei due rivelatori è stato confermato che tutti i μ rivelati dal NV sono stati rivelati anche dal MV. È quindi possibile affermare che il NV osserva il $(16.3 \pm 0.2)\%$ dei μ che attraversano il MV: tale risultato è congruente con quanto previsto dalle simulazioni Monte Carlo, basate sulla geometria dell'esperimento.

Indice

Introduzione	i
1 La Materia Oscura	1
1.1 Evidenze sperimentali per la Materia Oscura	1
1.1.1 Massa e luminosità	2
1.1.2 Curve di rotazione	2
1.1.3 Lensing gravitazionale	5
1.1.4 Bullet Cluster	6
1.1.5 Cosmic Microwave Background	7
1.2 Natura della Materia Oscura	10
1.2.1 Materia Oscura barionica: MACHOs	10
1.2.2 Materia Oscura non-barionica	11
1.2.3 Altre ipotesi: MOND	13
1.3 Metodi di Rivelazione	14
1.3.1 Rivelazione Diretta	14
1.3.2 Rivelazione Indiretta	17
1.3.3 Produzione negli acceleratori di particelle	18
2 XENON Project	20
2.1 La Time Projection Chamber e lo Xenon	22
2.1.1 Proprietà dello Xenon	24
2.1.2 Principio di funzionamento della TPC	25
2.1.3 Discriminazione del segnale	28
2.2 Background in XENONnT	28
2.2.1 ER background	29
2.2.2 NR background	30
2.2.3 Riduzione del background	30
2.3 Il sistema di Muon Veto	32
2.3.1 Effetto Cherenkov	33
2.3.2 Descrizione del sistema di MV	34
2.4 Il sistema di Neutron Veto	36

2.4.1	Principio di funzionamento	36
2.4.2	Struttura e configurazione	37
2.5	Fotomoltiplicatori	38
2.5.1	Fotoemissione ed emissione secondaria	39
2.5.2	Rumore nel PMT	41
3	Monitoring dei muoni in XENONnT	43
3.1	I dati sperimentali	44
3.1.1	Acquisizione dei dati	44
3.1.2	Elaborazione dei dati	45
3.2	Selezione di eventi nel Muon Veto	46
3.3	Selezione di eventi nel Neutron Veto	49
3.3.1	Afterpulse nel Neutron Veto	51
3.4	Risultati	53
	Conclusioni	58
	Bibliografia	60

Introduzione

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

Al fine di rivelare la materia oscura si possono utilizzare tecniche dirette, basate su interazioni WIMP-nucleo bersaglio, o tecniche indirette, che mirano ad osservare i prodotti di annichilazione delle WIMPs. Le interazioni della materia oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole e di conseguenza il numero di eventi atteso è piuttosto basso; per osservare la materia oscura tramite tecniche di rivelazione diretta si necessita dunque di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività. Per ridurre il fondo ai valori desiderati, i rivelatori impiegati in tali ricerche sono tipicamente alloggiati in laboratori sotterranei. Il progetto XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è situato sotto uno spessore minimo di roccia di 1.4 km (3600m.w.e) e sfrutta la rivelazione diretta dell'energia di rinculo rilasciata da una WIMP che collide su un bersaglio di xenon liquido, contenuto in una Time Projection Chamber (TPC).

Attualmente l'esperimento è nella sua fase definitiva: XENONnT. Con una massa attiva di xenon di 5.9t avrà una sensibilità di $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ per interazioni *spin-independent* di WIMPs di massa 50 GeV c^{-2} con i nucleoni. Con il fine di raggiungere una simile sensibilità, tutte le sorgenti di fondo sono state ridotte, ove possibile. A tale scopo, risulta fondamentale il ruolo giocato dai due sistemi di veto: il Muon Veto (MV), con

la finalità di eliminare il background dovuto ai raggi cosmici, ed il Neutron Veto (NV), il cui obiettivo è la riduzione del rumore provocato dai neutroni radiogenici. In questo elaborato saranno presentati i risultati ottenuti dal monitoring dei muoni in XENONnT, in particolare dallo studio del rate di μ osservato dal MV e dal NV, con lo scopo di verificare il corretto funzionamento dei *veto detector* e la congruenza con i risultati da simulazioni Monte Carlo.

Nel primo capitolo della tesi sono presentate alcune delle evidenze sperimentali che hanno portato a ipotizzare l'esistenza della DM. Sono inoltre descritti dei possibili candidati e le principali tecniche di rivelazione delle particelle di materia oscura. Nel secondo capitolo è descritto il principio generale di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON (TPC, MV e NV); le diverse sorgenti che contribuiscono al rumore di fondo e le strategie per mitigarlo. Infine, nel terzo capitolo sono presentate le modalità di acquisizione del MV e NV, e più in generale la struttura dei dati in XENONnT. È inoltre discussa la procedura di analisi dati e sono mostrati i risultati ottenuti dal monitoring dei muoni.

Capitolo 1

La Materia Oscura

Nel corso dell'ultimo secolo, il così detto *Dark Matter puzzle* si è affermato come una delle maggiori questioni aperte della Fisica. Numerose sono le evidenze di carattere astronomico e cosmologico, su scale di grandezza che si espandono dalle singole galassie sino all'orizzonte degli eventi, a dimostrazione dell'esistenza della materia oscura; ma il vero mistero risiede nella sua natura: tra i vari modelli ipotizzati quello più accreditato prevede uno scenario in cui domina la *materia oscura fredda* (CDM) costituita da WIMPs, ovvero particelle massive debolmente interagenti previste da teorie fisiche oltre il modello standard (SM). Svariati sono gli esperimenti sorti negli ultimi anni che hanno la capacità di sondare differenti regioni nello spazio dei parametri attesi delle WIMPs, ed i metodi di rivelazione impiegati sono di tre tipi: rivelazione diretta, basata sull'interazione tra WIMPs e materia ordinaria; rivelazione indiretta, che consiste nell'osservare prodotti di decadimento o annichilazione tra WIMPs, e produzione nei collisori.

1.1 Evidenze sperimentali per la Materia Oscura

Nel 1932, l'astronomo olandese J.H. Oort osservò come il moto delle stelle nella Via Lattea suggerisse la presenza di molta più massa galattica di quanto si fosse mai previsto sino ad all'ora. Studiando l'effetto Doppler riscontrato nelle linee spettrali delle stelle nelle vicinanze del disco galattico, Oort fu in grado di calcolarne la velocità, facendo così la sorprendente scoperta che queste dovrebbero muoversi abbastanza velocemente da poter eludere l'attrazione gravitazionale della massa luminosa della galassia. Oort postulò che nella Via Lattea dovesse essere presente una maggiore quantità di massa in prossimità del piano galattico, tale da mantenere le stelle nelle orbite in cui sono osservate. [2]. L'ipotesi che la massa mancante fosse di natura non-barionica non poteva essere lontanamente concepita all'epoca (basti pensare che la scoperta del neutrone da parte di James Chadwick risale allo stesso anno, il 1932); ad ogni modo, le osservazioni di Oort inaugurarono una scia di evidenze sull'esistenza della materia oscura che hanno

condotto ad una presa di coscienza sorprendente: la materia ordinaria rappresenta solo una piccola frazione dell'Universo conosciuto.

1.1.1 Massa e luminosità

Nello stesso periodo (1933), l'astronomo svizzero F. Zwicky riscontrò analoghe indicazioni di massa mancante su scala molto più ampia. Zwicky studiò il Coma Cluster, contenente un migliaio di galassie e distante circa 99 Mpc (322 milioni di anni luce) dalla Terra: basandosi sull'effetto Doppler osservato nello spettro galattico e determinando il raggio del cluster a partire dal volume medio occupato dalle singole galassie, riuscì a calcolare la velocità di dispersione (e quindi l'energia cinetica) associata alle singole galassie dell'ammasso.

Zwicky fu il primo ad usare il *Teorema del Viriale*¹ per dimostrare la presenza di materia non visibile. Il valore trovato da Zwicky per la massa totale del cluster è $M_{\text{cluster}} \approx 4.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ [3]. Un esito eccezionale, considerando che al tempo una misurazione della massa del cluster ottenuta dal rapporto tra massa e luminosità M/L forniva un risultato corrispondente al $\sim 2\%$ di questo valore. Di fatto, la radiazione emessa dall'*hot intracluster medium* (HICM) (che costituisce il 14% della massa del cluster) nella regione di spettro dei raggi X non era osservabile, ma ciò non basta di certo per spiegare la discrepanza di massa osservata. Zwicky propose che la maggior parte della massa mancante fosse "materia oscura" e solo una quarantina di anni più tardi, quando studi sul movimento delle stelle all'interno delle galassie implicarono la presenza di vasti aloni di materia non visibile che si espandevano oltre le stelle visibili, la sua idea cominciò ad essere considerata seriamente dalla comunità scientifica.

In figura 1.1 è mostrato il profilo di densità del Coma Cluster, dove si è assunta la distribuzione di densità della DM descritta dalla formula empirica di Navarro-Franck-White:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2} \quad (1.1)$$

dove r_s e ρ_s sono il raggio e la densità caratteristici dell'alone del cluster.

1.1.2 Curve di rotazione

Trascorsi circa 40 anni dalle ricerche di Oort e Zwicky, Vera Rubin ed i suoi collaboratori condussero un approfondito studio sulle *curve di rotazione* di altre 60 galassie. Queste furono scelte con l'asse di rotazione perpendicolare alla linea di osservazione, in modo che il materiale da un lato del nucleo galattico fosse in avvicinamento rispetto alla nostra galassia, mentre dal lato opposto in allontanamento: in tal modo, dall'analisi delle linee spettrali poterono ricavare la velocità di rotazione delle diverse regioni della galassia

¹In meccanica classica, il teorema del viriale è una proposizione che lega la media temporale dell'energia cinetica e dell'energia potenziale di un sistema stabile di N corpi.

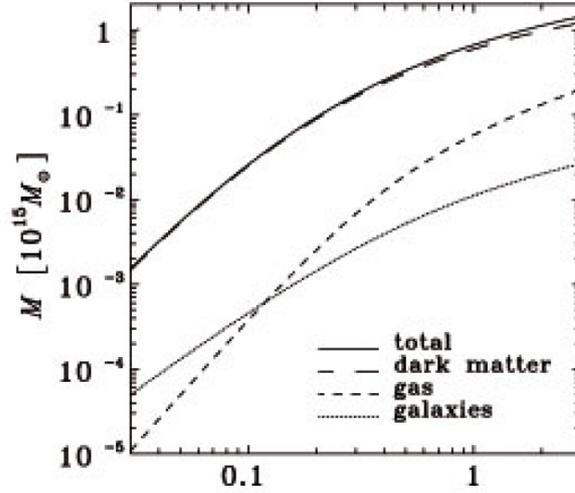


Figura 1.1: Profilo di densità delle varie componenti di materia racchiuse all'interno di un certo raggio r dal centro del Coma Cluster in funzione del rapporto r/r_{virial} , dove r_{virial} è definito come il raggio entro il quale la densità media è 200 volte più grande di quella del fondo. [4]

osservata. Gli elementi traccianti che furono oggetto di questa ricerca sono le nubi di gas ricche di idrogeno ed elio che circondano le *stelle calde*, di cui era bene noto lo spettro di emissione.

Si presupponeva che le orbite delle stelle in una galassia riproducessero le stesse caratteristiche delle orbite planetarie all'interno del sistema solare: assumendo l'uguaglianza della forza di gravità alla forza centripeta, si ottiene

$$v(r) = \sqrt{\frac{G \times m(r)}{r}}, \quad (1.2)$$

dove $v(r)$ è la velocità del corpo posto a distanza r dal centro di massa del sistema, G è la costante gravitazionale, ed $m(r)$ è la massa contenuta entro la sfera di raggio r (per il sistema solare è in buona approssimazione la massa del Sole).

In questa ipotesi si ha che $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$, ovvero la velocità di un corpo decresce all'aumentare della distanza dal centro; comportamento definito *kepleriano*. I risultati di Rubin mostrarono un'estrema discrepanza rispetto a quanto fosse previsto applicando un modello di gravità newtoniana in cui figurasse la sola distribuzione della massa luminosa [5]. I dati raccolti, infatti, mostravano che le curve di rotazione per le stelle erano "piatte", ossia che la velocità delle stelle aumentava con la distanza dal centro della galassia sino a raggiungere un valore costante, come mostrato in figura 1.2.

Questo risultato si può comprendere tramite un semplice modello: consideriamo la

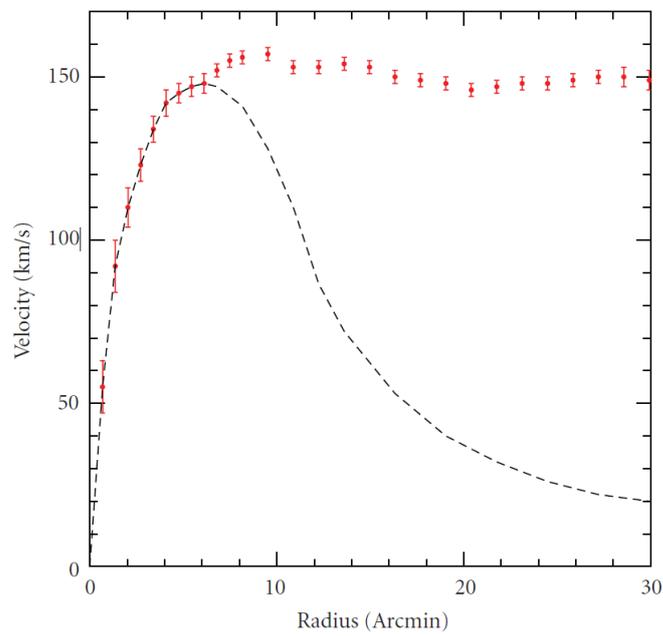


Figura 1.2: Misure della velocità di rotazione delle nubi interstellari costituite da idrogeno neutro monoatomico (HI) nella galassia NGC3198. La linea tratteggiata rappresenta la curva di rotazione attesa secondo il modello kepleriano in cui è considerata la sola distribuzione di massa luminosa [6].

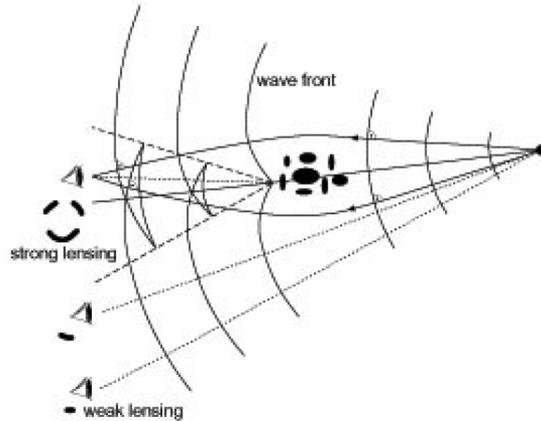


Figura 1.3: Fronti d’onda e raggi di luce in presenza di una perturbazione dello spaziotempo provocata da un cluster e possibili tipologie di lensing osservabili.

galassia come una sfera uniforme ed applichiamo la legge di Gauss al campo gravitazionale

$$\int_s g dA = 4\pi GM_{\text{encl}}(r), \quad (1.3)$$

dove al primo membro è espresso il flusso del campo gravitazionale attraverso la superficie chiusa s ed al secondo membro è presente una quantità proporzionale alla massa racchiusa dalla stessa. Nel caso in cui all’aumentare del raggio della superficie di gauss corrisponde un incremento della quantità di massa, il campo gravitazionale è crescente, e la velocità può variare in funzione del profilo di massa $M(r)$. Se, invece, la massa racchiusa rimane costante con l’aumento della superficie, si verifica il collasso del campo gravitazionale tipico del comportamento kepleriano, che implica velocità di rotazione sempre più basse con l’aumentare del raggio. Considerando la sola materia luminosa, ci si aspetta di riscontrare il primo caso nella regione spaziale che racchiude il *bulge* della galassia, ed il secondo nelle regione periferiche. In base alle osservazioni, si deduce che la velocità rotazionale rimane costante con l’aumento del raggio, il profilo di massa quindi deve essere crescente. Dato che la densità di massa luminosa al di fuori del bulge della galassia è trascurabile, si giunge alla conclusione che la massa “mancante” deve essere di altra natura.

1.1.3 Lensing gravitazionale

Negli anni 70’ fu scoperto un altro modo di sondare la quantità e distribuzione della materia oscura: il *lensing gravitazionale*. Tale effetto è previsto dalla Relatività Generale e consiste nella deflessione della traiettoria dei fotoni da parte dello *spaziotempo*, che risulta curvato a causa della presenza di una massa (come illustrato in figura 1.3). Per

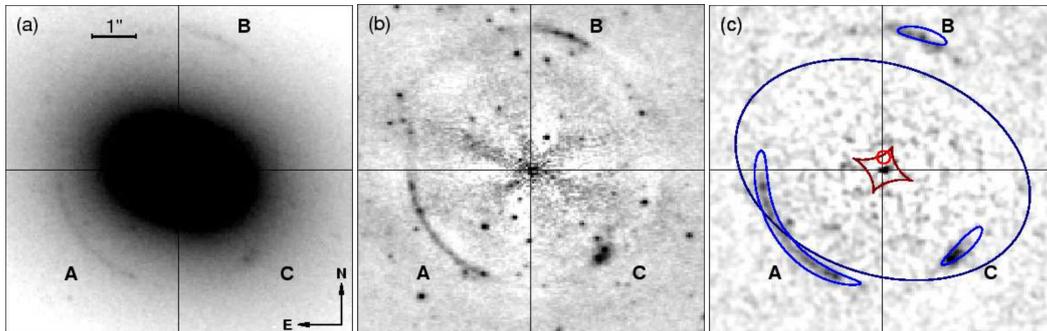


Figura 1.4: Lensing prodotto dalla galassia ellittica ESO325-G004. In (a) è riportata l'immagine originale, in (b) la visibilità degli archi viene accentuata tramite un processo di sottrazione di immagini, in (c) l'immagine è ulteriormente "ripulita" e vengono evidenziati i tre archi prodotti dal lensing, etichettati con le lettere A, B, C [7].

ottenere l'effetto lensing, un corpo massivo (solitamente un cluster di galassie) deve essere collocato tra l'osservatore ed una sorgente luminosa distante, infatti la luce può essere focalizzata (a seconda delle distanze e massa in gioco) dal corpo massivo che agisce come una lente gravitazionale. Se si dovesse verificare un allineamento tra cluster e sorgente rispetto all'osservatore, a quest'ultimo apparirebbe un *anello di Einstein*, nel cui centro si osserva l'oggetto che funge da lente. Ad ogni modo, l'allineamento esatto corrisponde ad un caso limite, per cui ciò che essenzialmente si osserva sono "archi" o anelli di Einstein parziali, come si può osservare in figura 1.4. Se la luce emessa dalle sorgenti passa a grandi distanze dal centro delle lenti, la deflessione è minore e le distorsioni delle immagini sono molto meno marcate. In questi casi, non si osservano immagini multiple e la forma delle sorgenti viene modificata in modo quasi impercettibile. Effetti di questo tipo sono detti di *lensing gravitazionale debole*.

Nel 1979, D. Walsh, R.F. Carswell e R.J. Weymann furono i primi ad osservare l'effetto di lensing gravitazionale. Noti come 0957+561 A e B, due *quasar* eccezionalmente simili per quanto riguarda la magnitudine, il redshift e lo spettro di emissione, sono separati nella sfera celeste di soli 5.7 arcsec. Difficilmente potevano essere descritti come due oggetti distinti. Il lensing gravitazionale offriva una risposta più ragionevole: la luce proveniente da una singola sorgente, dopo aver viaggiato lungo traiettorie deflesse (e distinte) per effetto di un corpo massivo interposto, giungeva sulla Terra da due direzioni differenti [8].

1.1.4 Bullet Cluster

Un'ulteriore prova dell'esistenza della materia oscura è fornita dalle osservazioni di ammassi di galassie in cui è in corso un processo di *merging* tra un sub-cluster ed il cluster principale, come nel caso di 1E0657-558, meglio conosciuto con il nome Bullet

Cluster e mostrato in figura 1.5. Durante la collisione, le galassie appartenenti ai due ammassi non subiscono interazioni in quanto la distanza media che si interpone tra esse è approssimativamente di un megaparsec (3.26×10^6 lyr). Diversamente accade ai gas che costituiscono l'HICM, che rappresentano la maggior parte della massa barionica del cluster: l'impatto, comprimendo e riscaldando il gas, comporta un'elevata emissione di raggi X, osservata dal telescopio orbitale CHANDRA nel 2004. Confrontando la posizione della radiazione elettromagnetica (permettendo in questo modo la localizzazione della massa barionica) con una mappatura del lensing gravitazionale debole, si evince un'interessante discrepanza: la regione da cui proviene la forte emissione di raggi X non coincide con quella in cui è presente la maggior concentrazione di massa. La separazione spaziale che si osserva durante un evento di questo tipo, tra la componente barionica principale (il gas intracluster) ed il potenziale gravitazionale dominante, dimostra la necessaria presenza di materia oscura.

1.1.5 Cosmic Microwave Background

Per svariate migliaia di anni dopo la formazione dei nuclei di elio, l'Universo rimase in uno stato di plasma costituito da nuclei di idrogeno ed elio, fotoni ed elettroni (*photon-baryon fluid*). La radiazione dominava la dinamica dell'espansione (*radiation era*) e il fattore di scala dell'Universo² cresceva come $R \propto t^{1/2}$. Giunti a $t \simeq 2 \times 10^{12}$ s, la densità energetica associata alla radiazione divenne abbastanza diluita da permettere alle particelle massive di governare l'espansione. L'era della radiazione volge al termine, e quella della materia (*matter era*) inizia con una temperatura di circa 9000 K ed un andamento di $R \propto t^{2/3}$.

La prevalenza di elettroni liberi continuò ad ostruire il cammino dei fotoni, sino a che la temperatura non raggiunse il valore di ~ 3000 K, alla quale gli elettroni poterono combinarsi con i nuclei presenti per formare i primi atomi neutri, dato che i fotoni non possedevano più l'energia necessaria per ionizzare l'idrogeno. Il conseguente calo di *opacità* fu la causa del *disaccoppiamento* tra radiazione e materia, che permise ai fotoni di viaggiare liberamente per l'universo. I fotoni, dopo aver preso parte in quest'ultima interazione (*last scattering*), si osservano oggi come *radiazione cosmica di fondo* (CMB). La CMB è stata osservata per la prima volta da Penzias e Wilson nel 1964 [10] e il telescopio COBE (COsmic Background Explorer), lanciato nel 1989, ne verificò una fondamentale proprietà: essa segue quasi perfettamente lo spettro di corpo nero ideale con temperatura di 2.7255(6) K. Sono state verificate da più esperimenti delle fondamentali anisotropie nella CMB, dette *fluttuazioni*, che sono riconducibili a due differenti cause:

- su grande scala, all'effetto *Sachs-Wolfe*: i fotoni, una volta emessi, perdono energia fuoriuscendo dalle buche di potenziale gravitazionale. Come conseguenza, i fotoni

²Il fattore di scala, anche conosciuto come fattore di Robertson-Walker, è un parametro adimensionale che caratterizza l'espansione relativa dell'Universo.

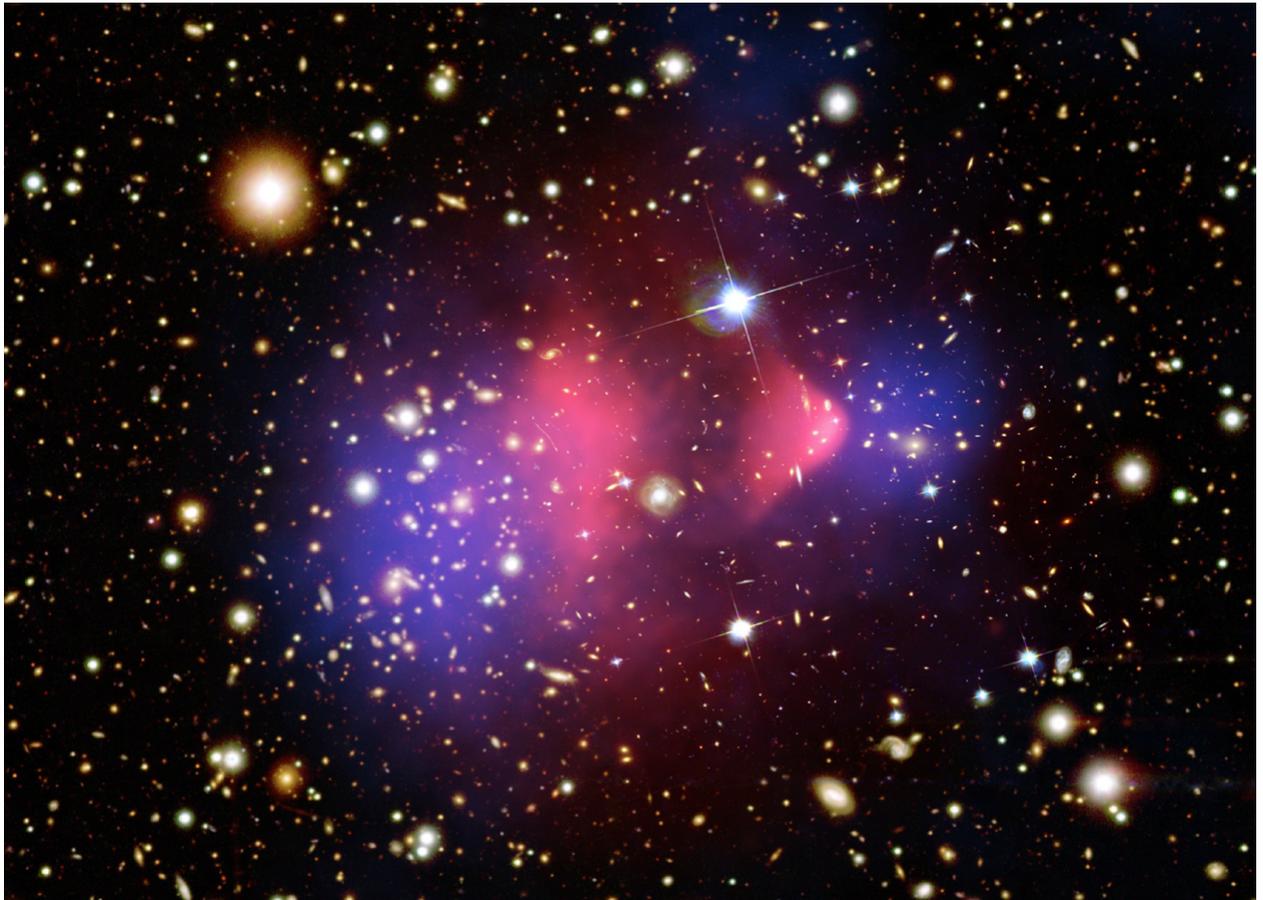


Figura 1.5: Il Bullet Cluster (1E0657-558) osservato tramite il telescopio ottico Hubble. L'immagine dei raggi X realizzata dal telescopio CHANDRA vi è sovrapposta in sfumature di rosa, mostrando la distribuzione dei gas caldi presenti nei due cluster che hanno subito la collisione, e che costituiscono la maggior parte della massa ordinaria. Le regioni in blu rappresentano la distribuzione della massa totale ricostruita tramite misure di lensing gravitazionale debole. La discrepanza tra le distribuzioni di massa barionica e totale è una delle prove più convincenti dell'esistenza della DM, in quanto non può essere spiegata da alterazioni della legge di gravità prevista dalla relatività generale [9].

che presentano frequenza minore provengono dalle regioni di spazio che al tempo dell'ultimo scattering erano maggiormente dense.

- su piccola scala, a quelle che sono definite *oscillazioni acustiche*: prima del disaccoppiamento tra radiazione e materia, il fluido di barioni e fotoni era sottoposto al seguente ciclo:
 1. compressione a causa del potenziale gravitazionale;
 2. aumento della pressione del fluido sino ad ottenere un'espansione;
 3. diminuzione della pressione e compressione del fluido a causa della gravità.

I fotoni saranno caratterizzati da una temperatura che rispecchia le condizioni termodinamiche della regione di provenienza, al momento del loro ultimo scattering.

Le fluttuazioni nella CMB sono incredibilmente ridotte; le variazioni di temperatura sono di circa una parte su 10^5 : talmente piccole da non poter giustificare la formazione delle strutture nell'Universo attuale, in quanto non avrebbero avuto il tempo necessario per svilupparsi. Infatti, la materia ordinaria prima della *ricombinazione* non poteva aggregarsi e produrre pozzi gravitazionali a causa delle interazioni elettromagnetiche. Sorge così la necessità di introdurre la presenza di materia elettricamente neutra precedente alla *nucleosintesi primordiale* (Big-Bang Nucleosynthesis, BBN).

Lo strumento matematico che consente di studiare le anisotropie di temperatura è lo sviluppo in armoniche sferiche $Y_{lm}(\theta, \phi)$ delle variazioni relative di temperatura:

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

Dall'equazione 1.4 si possono trarre importanti informazioni sui *parametri cosmologici*, come la curvatura dell'Universo e la sua composizione (energia-materia). Nel 2020, la collaborazione Planck ha pubblicato le più accurate stime di questi parametri basandosi sulle misure di anisotropie della CMB, tra le quali figurano:

- densità di materia oscura: $\Omega_{DM} h^2 = 0.120 \pm 0.001$
- densità di materia barionica: $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0001$

dimostrando che la materia oscura è più abbondante della materia ordinaria di un fattore ~ 5 .

Il modello cosmologico che rispecchia questi dati con un elevato grado di accuratezza è denominato Λ CDM (Λ Cold Dark Matter), e implica il dominio della materia oscura *fredda* nell'evoluzione dell'Universo, rispetto alla materia oscura *calda*. La densità di materia totale che si ottiene assumendo questo modello è [11]

$$\Omega_m h^2 = 0.315 \pm 0.007. \quad (1.5)$$

Il rimanente 68.5% dell'Universo è costituito da quella che viene definita **energia oscura**, componente introdotta per spiegare l'espansione accelerata dell'Universo e la sua geometria euclidea.

1.2 Natura della Materia Oscura

Non esistono modelli fisici che soddisfino completamente le caratteristiche attribuite alla materia oscura. Ad un primo livello di osservazione possiamo distinguerne due componenti: una barionica (in percentuale trascurabile), costituita da corpi celesti non luminosi, ed una non barionica di natura particellare. La materia oscura non barionica è di natura ignota, e sono diversi i possibili candidati che a loro volta rientrano in due categorie: particelle che concorrono alla realizzazione di *materia oscura calda* (HDM), e particelle che caratterizzano la *materia oscura fredda* (CDM). All'interno di questo quadro di incertezze, c'è anche chi ha sviluppato teorie alternative alle leggi di gravità newtoniana e relatività generale, come MOND e TeVeS, nel tentativo di spiegare i fenomeni gravitazionali osservati senza introdurre nessuna massa aggiuntiva oltre a quella barionica.

1.2.1 Materia Oscura barionica: MACHOs

Per spiegare la materia oscura, i fisici si sono inizialmente rivolti ad oggetti astrofisici costituiti da materia barionica ordinaria. Poiché una prerogativa della materia oscura è la “non luminosità”, concorrebbero a farne parte nane brune, stelle di neutroni, buchi neri e pianeti che non sono legati ad alcuna stella: tutti questi candidati possono essere classificati come *MACHOs* (MASSive Compact Halo Objects). Per cercare questi oggetti, collaborazioni come MACHO ed EROS, sfruttarono il fenomeno del *microlensing gravitazionale*³ prodotto da eventuali MACHOs nell'alone galattico della Via Lattea.

Nel 2000, la collaborazione MACHO ha analizzato dati raccolti durante un'osservazione durata 5.7 anni, su un campione di 11.9 milioni di stelle appartenenti alla *Grande Nube di Magellano*, rivelando dai 13 ai 17 eventi di microlensing [12], mentre l'indagine condotta dal progetto EROS-2 nel 2007 basata su un campione di 7 milioni di stelle particolarmente luminose, si è conclusa con un singolo evento osservato [13]. Dal ridotto numero di tali eventi, appare evidente che l'ammontare dei MACHOs possa render conto esclusivamente di una bassissima percentuale della massa non luminosa nella nostra galassia, mostrando che la gran maggioranza della materia oscura non può esistere in forma di oggetti astrofisici barionici.

La natura barionica della materia oscura si può escludere anche per motivi collegati ai processi coinvolti nella nucleosintesi primordiale. L'abbondanza di elementi leggeri predetta dalla BBN dipende dalla densità di massa barionica, e misurazioni mirate

³una variazione di luminosità dell'oggetto, causata da un lensing abbastanza debole da non riuscire a creare una separazione angolare delle immagini sufficiente per essere risolta da un telescopio ottico.

vincolano tale densità ad un valore che si avvicina a quanto dedotto dallo studio della CMB [14] (paragrafo 1.1.5).

1.2.2 Materia Oscura non-barionica

Dato che la DM è massiva, altera il campo gravitazionale e influenza l'intero scenario della formazione dei primi agglomerati di materia. Il modello proposto per la materia oscura prevede che sia *fredda*, ossia che le particelle si muovano lentamente rispetto alla velocità della luce: maggiore è la loro massa, più fredde e meno velocemente si sposteranno.

Il modello della materia oscura fredda (più massiccia) sembra essere consistente con le osservazioni su scale di grandezza cosmologiche, ma non funziona altrettanto bene sulla scala delle singole galassie. Per questo motivo sono entrati in gioco altri modelli, tra cui quello della materia oscura *calda*, con particelle più leggere e in movimento a velocità relativistiche. Tuttavia, l'assunzione di materia oscura calda non sembra essere compatibile con le osservazioni fatte da COBE e WMAP [15]. Poiché nessuno dei due modelli (CDM e HDM) è completamente soddisfacente, è necessario pensarne uno ibrido, in cui entrambi i tipi di materia oscura giochino un ruolo:

$$\Omega_{DM} = \Omega_{\text{cold}} + \Omega_{\text{hot}} \quad (1.6)$$

Ad ogni modo, evidenze sull'esistenza delle galassie in tempi antecedenti il miliardo di anni dopo il Big Bang, accompagnate dagli esiti di simulazioni numeriche sulla formazione delle strutture, suggeriscono che lo scenario di formazione più plausibile sia il *bottom-up*⁴, associato alla presenza dominante di materia oscura fredda.

Recentemente, Jen-Wei Hsueh, C.Fassnacht et al. hanno usato il fenomeno delle lenti gravitazionali per porre un limite alla temperatura (quindi alla massa) della materia oscura [16]. Hanno misurato la luminosità di sette quasar, osservati attraverso una lente gravitazionale, per cercare i cambiamenti ottici causati dalle regioni di materia oscura che potrebbero essere intervenute a distorcere il percorso, e hanno utilizzato i risultati ottenuti per porre un limite inferiore alla massa di una potenziale particella di materia oscura, che sarebbe di 5.58 Kev.

HDM: i Neutrini fossili

Le uniche particelle stabili, elettricamente neutre e debolmente interagenti che siano previste dal modello standard sono i *neutrini*. A causa della loro velocità relativistica, i neutrini rappresenterebbero il principale candidato per la HDM.

Ci sono due principali motivi per cui i neutrini non possono costituire la maggioranza della DM nell'Universo. Il primo è legato alla formazione delle strutture: essendo particelle relativistiche avrebbero indotto una formazione *top-down*⁵ delle strutture, non conforme

⁴formazione delle galassie a partire dall'unione di componenti più piccole

⁵formazione delle galassie dovuta alla frammentazione di entità più grandi

alle osservazioni. Il secondo motivo deriva da considerazioni cosmologiche, infatti il parametro di densità previsto è dato dalla formula [17]:

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_i}{93.14 \text{eV}} \quad (1.7)$$

dove $\sum_i m_i$ rappresenta la somma delle masse dei 3 *sapori* del neutrino, il cui valore è legato al vincolo $\sum_i m_i < 0.12 \text{ eV}$ [11]. Assumendo tale limite superiore, l'equazione 1.7 restituisce il valore $\Omega_\nu h^2 < 0.0013$, che corrisponde a circa l'1% di quanto stimato per la densità di materia oscura ($\Omega_{DM} h^2 = 0.120 \pm 0.001$). Inoltre, a causa del carattere fermionico, il numero di occupazione dei neutrini è governato dalla distribuzione di Fermi-Dirac che non può generare una densità come quella prevista negli aloni di DM [18].

CDM: Neutralini e Assioni

L'assenza di concorrenti alla materia oscura di natura conosciuta non si traduce con l'invalidazione del modello standard, bensì ne indica il bisogno di essere esteso con nuove teorie, che vadano ad integrare nuova fisica piuttosto che a sostituire. Teorie del genere sono già state proposte e la più promettente prende il nome di *supersimmetria* (SUSY). Le teorie supersimmetriche prevedono che ad ogni particella corrisponda un partner, con spin che differisce di 1/2 (se lo spin di una particella è semi-intero, quello del partner è intero e viceversa). Questo riflette l'idea che a energie sufficientemente elevate la distinzione fra bosoni e fermioni scompare. In quest'ambito, le WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles) rappresentano i candidati più promettenti: sono particelle stabili, elettricamente neutre e aventi massa dell'ordine del GeV sino al TeV. A livello cosmologico si assume che le WIMPs fossero presenti nell'Universo primordiale in equilibrio con il plasma e che in un secondo momento, con l'espansione e il raffreddamento, si fosse verificato il disaccoppiamento fino a raggiungere la densità di materia oscura attuale. A sua volta, il candidato WIMP più accreditato è il *neutralino* χ [19]. Un'altra interessante particella che rientra nella Fisica oltre il modello standard, e che potrebbe spiegare la natura della DM, è l'assione: un bosone pseudoscalare⁶ ultra-leggero.

Neutralino E' la più leggera particella supersimmetrica, appare come una sovrapposizione dei partner supersimmetrici dei bosoni del modello standard e possiede una massa nel range che va dai 1000 ai 1500 GeV circa [20]. Giunti a questo punto, ci si potrebbe chiedere come possa una particella così massiva esistere oggi, per di più in abbondanza tale da costituire gran parte della materia oscura. La risposta risiede in quella che viene chiamata *R-parità*, definita come:

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

⁶Una particella si dice pseudoscalare quando possiede parità -1 rispetto alle trasformazioni C e P.

dove B , L ed S sono rispettivamente il numero quantico barionico, leptonico e di spin.

Si ottiene che per tutte le particelle del modello standard $R = +1$, mentre per i *superpartners* si ha $R = -1$. Per questo motivo, la particella supersimmetrica più leggera non può decadere in una particella dello SM a causa della conservazione della R-parità, e considerazioni energetiche ne prevengono il decadimento in ulteriori particelle SUSY.

Assioni L'assione è una particella proposta per la prima volta nel 1977 da R. Peccei e H. Quinn, per spiegare la possibile violazione della simmetria per inversione temporale delle interazioni forti. Nella cromodinamica quantistica, compare un termine che introduce un'asimmetria tra passato e futuro il quale avrebbe come diretta conseguenza sperimentale la comparsa di un dipolo elettrico sul neutrone. Tale dipolo non è mai stato osservato, suggerendo che nei processi governati dalla forza forte non sussista una direzione temporale favorita: quando questa simmetria è spontaneamente infranta, una particella massiva (l'assione) appare. Dell'assione si presume che abbia una massa molto inferiore a quella dell'elettrone, che sia elettricamente neutro, che abbia una vita media superiore all'età dell'Universo, che interagisca con la materia ordinaria in maniera molto debole e che non possieda spin.

A livello cosmologico, l'assione dovrebbe essere stato prodotto copiosamente nei primi istanti dopo il Big Bang, per poi pervadere l'Universo in modo analogo alla radiazione cosmica di fondo [21]. La teoria prevede che gli assioni contribuiscano al parametro di densità con un valore

$$\Omega \approx \left(\frac{5 \times 10^{-6} \text{ eV}}{m_a} \right)^{1.2}, \quad (1.9)$$

dove m_a è la massa dell'assione che, per dare un contributo rilevante alla materia oscura, deve avere valore compreso tra 10^{-3} e 10^{-5} eV.

1.2.3 Altre ipotesi: MOND

Un approccio alternativo all'introduzione di una così "occulta" forma di materia per spiegare alcune delle evidenze astronomiche menzionate in sezione 1.1, risiederebbe nella modifica delle leggi gravitazionali descritte dalla dinamica newtoniana e dalla *relatività generale* (GR). Tali modelli di dinamica newtoniana modificata, come *MOND* (M**O**modified Newtonian Dynamic) [22] o la sua estensione relativistica *TeVeS* (Tensor-Vector-Scalar gravity), ad esempio, possono giustificare i valori di velocità rotazionale osservati nelle galassie. Tuttavia, MOND fallisce o necessita di parametri irrealistici per descrivere osservazioni su più ampia scala, come la formazione delle strutture ed il problema della CMB, e non può spiegare la fenomenologia osservata negli eventi analoghi al Bullet Cluster [23]. Anche se TeVeS risolve parte delle problematiche concettuali di MOND, pecca nell'adattarsi simultaneamente agli effetti di lensing e alle curve di rotazione osservate, o più in generale richiede parametri che implicherebbero un Universo instabile. Nonostante sussistano alcuni tentativi di generalizzare la GR, l'osservazione delle onde

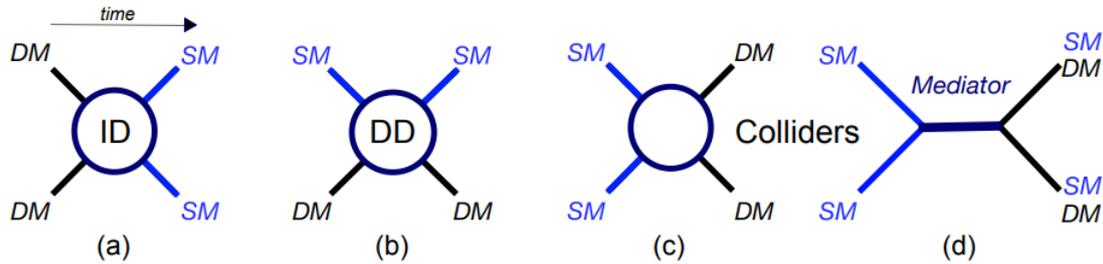


Figura 1.6: Illustrazione schematica delle interazioni che coinvolgono la DM e delle corrispondenti tecniche sperimentali di rilevamento, con il flusso del tempo che scorre da sinistra a destra. La figura (a) mostra l'annichilazione delle WIMPs in particelle dello SM, e rappresenta quanto ricercato dagli esperimenti di rivelamento indiretto (ID). La figura (b) mostra lo scattering tra particelle di materia oscura e ordinaria, come ricercato negli esperimenti di rilevamento diretto (DD). La figura (c) mostra la produzione di WIMPs dall'annichilazione delle particelle dello SM negli acceleratori; la figura (d) mostra ancora la produzione di coppie di WIMPs presso gli acceleratori, ma in questo caso specifico l'interazione avviene attraverso una particella mediatrice tra particelle di materia oscura e ordinaria [25].

gravitazionali (la prima delle quali avvenuta nel 2015 [24]) ha confutato tutte le teorie affini alla MOND, confermando lo scenario descritto dalla GR.

1.3 Metodi di Rivelazione

Rivelare la materia oscura è la chiave per determinarne le proprietà ed il ruolo assunto nella formazione delle strutture dell'Universo. Gli sforzi sperimentali, che coinvolgono sempre più esperimenti dedicati, si possono distinguere in tre metodi di ricerca: la rivelazione diretta, indiretta, e la produzione negli acceleratori di particelle (schema in figura 1.6).

1.3.1 Rivelazione Diretta

La tecnica di ricerca della DM tramite rivelazione diretta è nata da un'idea proposta da M.W. Goodman e E. Witten [26], secondo cui le WIMPs possono essere individuate attraverso la collisione con nuclei atomici presenti in esperimenti terrestri. Solitamente i rivelatori vengono installati nelle profondità del sottosuolo in modo da essere schermati dai raggi cosmici, che insieme alla naturale radioattività della roccia e dei materiali di cui sono composti costituiscono una parte sostanziale del rumore di fondo.

Come conseguenza dello scattering della DM, si ha un rinculo nucleare che deposita energia nel mezzo attraverso tre processi:

- eccitazione dei nuclei collisi, che producono scintillazione in seguito al processo di diseccitazione;
- ionizzazione degli atomi, con risultante formazione di cariche libere;
- produzione di calore.

È possibile osservare simultaneamente due delle tre tipologie di segnale elencate a seconda degli strumenti impiegati nell'esperimento, come schematizzato in figura 1.7. L'utilizzo di *bolometri ibridi* consente di rivelare fononi in combinazione con un segnale di carica o in alternativa con dei fotoni; oppure per rivelare simultaneamente segnali luminosi e di carica elettrica si adoperano le *Time Projection Chamber* (TPC), ossia camere di proiezione temporale che sfruttano un gas nobile in doppia fase (liquido e gassoso) come bersaglio per l'interazione. Generalmente, quando si intende rivelare un segnale di luce si ricorre all'utilizzo di specifici dispositivi, i *fotomoltiplicatori* (PMTs), che offrono un'elevata risposta in frequenza, ridotti tempi di risposta ed una sensibilità tale da poter rilevare anche un singolo fotone (una trattazione più approfondita su questo strumento sarà affrontata in sezione 2.5).

Nella maggior parte dei casi, si prevede che i segnali rilevabili derivino dal trasferimento di quantità di moto a un nucleo e dal conseguente rinculo nucleare. Il tasso di scattering differenziale per unità di energia (di rinculo) e massa bersaglio è espresso dalla formula [28]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_R} dv \quad (1.10)$$

dove $\rho \approx 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ rappresenta la densità locale di DM nella posizione del sistema solare all'interno della galassia, m_χ e m_N sono rispettivamente le masse della particella di DM e del nucleo bersaglio, σ è la sezione d'urto dello scattering DM-nucleo, v è la velocità della WIMP e $f(v)$ la sua funzione di distribuzione, che risulta essere maxwelliana [29]. Infine, $d\sigma/dE_R$ è la sezione d'urto differenziale.

Le WIMPs che ci si aspetta di osservare sono non relativistiche, quindi la cinematica di scattering può essere descritta dalla meccanica newtoniana e l'energia di rinculo è data da:

$$E_R(v) = \frac{\mu_N^2 v^2}{m_N} (1 - \cos \theta) \quad (1.11)$$

dove $\mu_N = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ è la massa ridotta del sistema DM-nucleo, mentre θ è l'angolo di scattering. La massima energia di rinculo in funzione della velocità si ottiene quando $\theta = \pi$, per cui vale

$$E_{\max}(v) = \frac{2\mu_N^2 v^2}{m_N}. \quad (1.12)$$

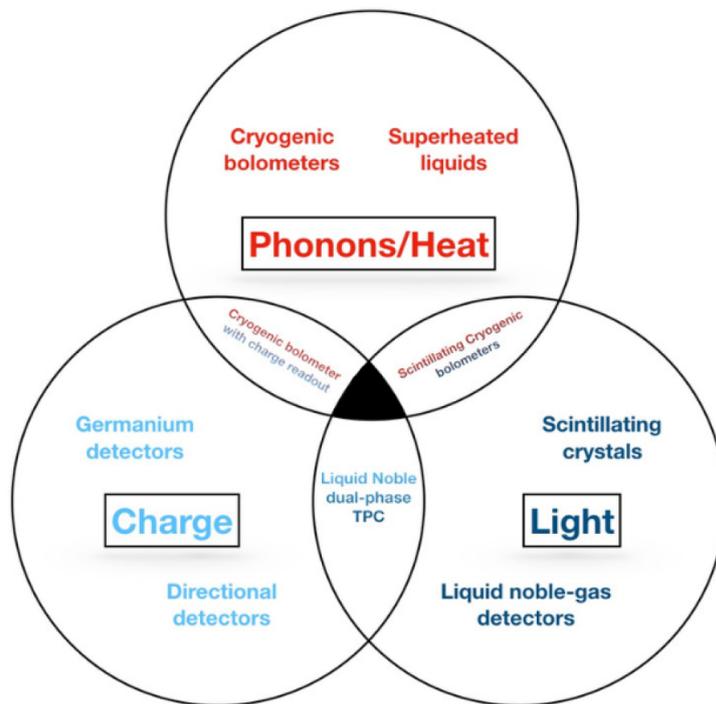


Figura 1.7: Schema dei tre possibili segnali osservabili generati dallo scattering tra WIMPs e nuclei bersaglio. Sono riportate le differenti tecnologie in uso nei rivelatori, a seconda delle quali si possono visualizzare una o due tipologie di segnale simultaneamente. Lo spazio nero nell'intersezione dei tre cerchi sta ad indicare l'assenza di rivelatori in grado di misurare segnali dai tre canali simultaneamente [27].

La sezione d'urto differenziale può essere descritta in termini di due componenti, corrispondenti alle interazioni spin-indipendenti (SI) e spin-dipendenti (SD):

$$\frac{d\sigma}{dE_R}(v) = \frac{1}{E_{\max}(v)} [\sigma_{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_{SD} F_{SD}^2(E_R)] \quad (1.13)$$

dove F_{SI} e F_{SD} sono *fattori di forma*, e determinano una riduzione della sezione d'urto a causa di effetti quantistici che crescono all'aumentare della quantità di moto trasferita con lo scattering. Le WIMPs sono soggette a scattering coerente nel caso di piccole quantità di moto trasferite ai nuclei, ed è ciò che avviene per i rinculi d'interesse, che si verificano sotto la soglia dei 100 keV.

Le interazioni SI costituiscono la maggioranza degli eventi previsti e quindi il canale principale per la ricerca delle WIMPs. Poiché la sezione d'urto σ_{SI} è legata alla natura dei nuclei-bersaglio impiegati dall'esperimento, si è soliti riportare i risultati in termini di sezione d'urto di scattering tra WIMP e nucleone⁷:

$$\sigma_{\text{nucleon}}^{\text{SI}} = \sigma_{\text{SI}} \frac{\mu_{\text{nucleon}}^2}{\mu_{\text{N}}^2} A^{-2} \quad (1.14)$$

dove μ_{nucleon} è la massa ridotta del sistema WIMP-nucleone e A è il numero di massa del nucleo bersaglio.

1.3.2 Rivelazione Indiretta

Il numero totale di particelle che costituisce la materia oscura si può considerare invariato rispetto all'epoca del suo disaccoppiamento dal plasma dell'Universo primordiale, ma la distribuzione spaziale è cambiata considerevolmente durante il processo di formazione delle strutture. È in questo scenario che i processi di annichilimento tra WIMPs assumono un ruolo centrale nel dare origine a flussi significativi di raggi γ , neutrini, positroni e anti-protoni, soprattutto nelle regioni con maggior densità di materia oscura [30]. Le tecniche di rivelazione indiretta della DM si basano sulla ricerca di questi eccessi di particelle (anti-particelle) nei raggi cosmici.

Come i flussi e gli spettri dei raggi cosmici ordinari, anche quelli generati dalla DM risultano alterati durante la loro propagazione verso la Terra. Le particelle cariche vengono diffuse dal campo magnetico galattico, mentre i fotoni ed i neutrini si propagano su traiettorie rettilinee e possono quindi rivelare la distribuzione spaziale della DM. Per la rivelazione di raggi γ ad altissime energie (\sim TeV) vengono impiegati dispositivi come gli *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes* (IACT), tra i quali figurano MAGIC nelle Isole Canarie, HESS in Namibia e VERITAS in Arizona. Altri telescopi in orbita, osservano determinate porzioni di spettro, come INTEGRAL (dai 15 keV ai 10 MeV) o FERMI-LAT (20 MeV - 300 GeV). I flussi di neutrini e anti-neutrini sono osservati da

⁷Tale parametro è valido se si assume l'identità di interazione della WIMP con neutroni e protoni.

telescopi sotto grandi masse di ghiaccio e acqua come nel progetto IceCUBE al Polo Sud o il SuperKamiokande in Giappone. Infine, le particelle cariche come i protoni, anti-protoni, elettroni e positroni possono essere rivelate da satelliti come l'AMS-02, intallato sulla Stazione Spaziale Internazionale dal 2011.

1.3.3 Produzione negli acceleratori di particelle

Le ricerche esguite con gli acceleratori mirano a rivelare i segnali delle WIMPs prodotte durante la collisione di particelle dello SM, in condizioni di laboratorio controllate. Inoltre, negli esperimenti effettuati con i colliders è possibile sondare l'interazione tra le particelle di materia ordinaria e DM cercando le particelle che la mediano, come mostrato in figura 1.6. Le ricerche effettuate con i collisori sono in grado di accertare la stabilità delle WIMPs solamente sulla scala temporale richiesta affinché queste particelle escano dal rivelatore, ma rendono possibile sondarne l'interazione con le particelle ordinarie in modo molto dettagliato.

Le particelle di DM (analogamente ai neutrini) non produrranno un segnale visibile negli esperimenti di collisione a causa della loro interazione estremamente debole con la materia ordinaria che costituisce i rivelatori. La presenza di WIMPs può essere dedotta da considerazioni riguardanti la conservazione della quantità di moto trasversale, come mostrato nel disegno schematico della figura 1.8. La componente della quantità di moto nel piano perpendicolare ai fasci di particelle in collisione è nulla, e deve esserlo anche dopo che si è verificata la collisione. Uno squilibrio in questo piano (ottenuto come somma vettoriale dei momenti trasversali di tutte le particelle rilevate) è il segnale principale per la produzione di materia oscura tramite acceleratori di particelle. Questa quantità è definita *quantità di moto trasversale mancante* o energia trasversale mancante.

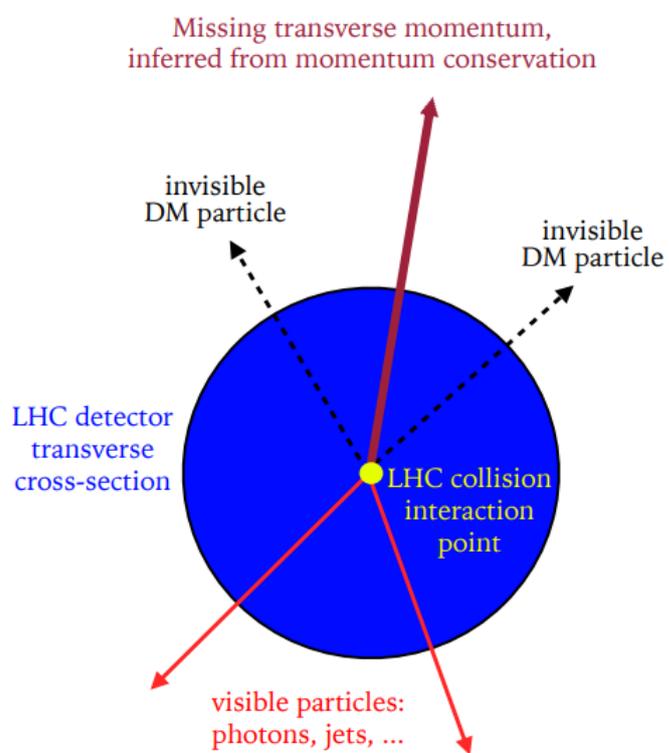


Figura 1.8: Illustrazione schematica della quantità di moto trasversale mancante, attribuita alla produzione di DM e dedotta dal rinculo di particelle osservabili [25].

Capitolo 2

XENON Project

Situati nella profondità della roccia, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), gli esperimenti del progetto XENON si sono affermati negli anni come leader nel campo della rivelazione diretta di materia oscura: a partire dal primo prototipo installato nel 2005 (XENON10), ogni rivelatore ha ottenuto la più grande sensibilità alla materia oscura del suo tempo, ponendo i più stringenti vincoli sulle proprietà delle WIMPs.

L'evoluzione delle varie fasi del progetto XENON è presentata di seguito con una breve descrizione per ciascuna di esse; in figura 2.1 è illustrata in termini di dimensione e livello di background.

XENON10 Primo prototipo dell'esperimento, la sua TPC fu costruita nel 2005 e installata ai LNGS nel 2006. L'obiettivo dell'esperimento XENON10 era dimostrare la soglia energetica e la stabilità operativa raggiungibile con una TPC a doppia fase con massa dell'ordine di 10 kg, prima della realizzazione di un rivelatore sulla scala dei 100 kg. La TPC cilindrica era costituita da politetrafluoretilene (PTFE), che offre un'elevata riflessibilità alla luce di scintillazione del LXe. La quantità di xeno liquido contenuto ammontava a 15 kg, per una massa fiduciale di 5.4 kg. I PMTs in uso erano 89, e se ne contavano 48 nell'array superiore e 41 in quello inferiore. Dall'analisi dei dati raccolti tra il 2006 e il 2007 si ottenne il minimo del limite superiore della sezione d'urto di interazione WIMP-nucleo SI e SD rispettivamente di $4.5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ e $5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$ per WIMPs di massa $30 \text{ GeV } c^{-2}$ [31].

XENON100 La seconda fase del progetto si instaurò nel 2008; rispetto al precedente rivelatore presentava una massa bersaglio incrementata ed un background ridotto rispettivamente di uno e due ordine di grandezza. L'aumento di sensibilità è stata frutto di una selezione accurata di materiali e ovviamente dall'aumento di LXe schermante. La TPC era realizzata con 24 pannelli di PTFE ed equipaggiata con 178 PMTs (98 sopra e 80 sotto). Dei 161 kg di xeno totale, la regione attiva ne conteneva 62 kg [32]. XENON100 è rimasto operativo sino al 2016, ottenendo un

minimo del limite superiore per la sezione d'urto di interazioni elastiche WIMP-nucleo SI e SD rispettivamente di $1.1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ e $2 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$, per particelle di materia oscura di $50 \text{ GeV } c^{-2}$.

XENON1T Diventato operativo nella primavera del 2016, il rivelatore era riempito con un totale di 3.2 t di LXe, di cui 2 t rientravano nel volume attivo della TPC. XENON1T è stato il primo rivelatore di materia oscura ad utilizzare una massa di LXe nell'ordine delle tonnellate. Il criostato, dentro il quale si trova la TPC, è stato installato al centro di un grande serbatoio d'acqua (circa 10 m di altezza e diametro) che funge da schermo passivo e da rivelatore di luce Cherenkov: il Muon Veto (sezione 2.3). Un edificio di tre piani eretto in prossimità del serbatoio ospita tutti i sistemi ausiliari dell'esperimento. Tra questi figurano i sistemi di raffreddamento, purificazione e stoccaggio del GXe, una colonna di distillazione criogenica per la rimozione del kripton, il sistema di acquisizione dati e i sistemi di controllo e monitoraggio dell'intero esperimento. La TPC cilindrica è realizzata in modo analogo a quella di XENON100, con la differenza che le superfici hanno ricevuto particolari trattamenti al fine di ottimizzare la riflettività per la luce ultravioletta. La rivelazione dei segnali avviene tramite un totale di 248 PMTs, di cui 127 nell'array superiore e 121 in quello inferiore. Dai dati raccolti durante il periodo di attività si ottenne il minimo del limite superiore della sezione d'urto di interazione WIMP-nucleo SI e SD rispettivamente di $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ e $6.3 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ per WIMPs di massa $30 \text{ GeV } c^{-2}$.

XENONnT L'installazione del rivelatore XENONnT, progettato come un aggiornamento delle infrastrutture già esistenti in XENON1T, è stata completata nel 2020. I principali miglioramenti sono legati ad una TPC più grande, contenente una quantità triplicata di LXe; un sub-rivelatore di nuova concezione, il Neutron Veto (sezione 2.4); un perfezionamento del sistema di purificazione dello xenon e l'introduzione di una colonna di distillazione del radon. Con una massa che ammonta a 8.4 t di LXe all'interno del criostato, il volume racchiuso dalla TPC (strutturata in maniera analoga alla fase precedente) ne contiene 5.9 t. Vengono impiegati gli stessi modelli di PMTs, sebbene se ne possano contare quasi il doppio: 494 (253 in alto e 241 in basso). Lo studio sulla sensibilità alle WIMPs ottenibile con XENONnT in cinque anni di attività, con una massa fiduciale di circa 4 t, prevede che sarà stabilito un limite superiore alla sezione d'urto d'interazione SI di $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ per WIMPs di massa $50 \text{ GeV } c^{-2}$ [33]. Simili miglioramenti saranno ottenuti anche nella ricerca di interazioni WIMP-neutrone dipendente dallo spin, con un valore di sezione d'urto sondabile di $2.2 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ [34].

La ricerca delle WIMPs viene effettuata tramite la camera di proiezione temporale a doppia fase di xeno, che costituisce il cuore dell'esperimento. La sua struttura ed il funzionamento sono discussi in sezione 2.1. Proseguendo nel capitolo, saranno presentati il

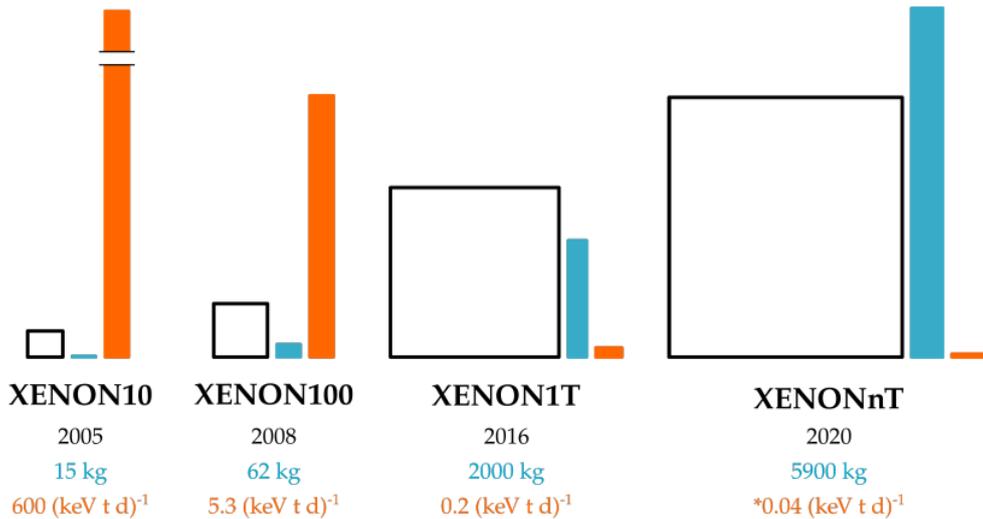


Figura 2.1: I rivelatori del programma di ricerca di XENON. La dimensione delle TPCs impiegate sono rappresentate dalle dimensioni del rettangolo nero (che ne preserva le proporzioni di diametro e altezza). Le barre ed il testo in azzurro indicano la massa attiva di LXe nei rispettivi rivelatori; in arancione è rappresentato il livello di background ER per energie al di sotto dei 20 KeV[34].

problema del background e le tecniche/strumenti per ridurlo (sez.2.2), ponendo in evidenza il ruolo dei due sub-rivelatori: il Muon Veto (sez.2.3) e il Neutron Veto (sez.2.4). La parte conclusiva del capitolo sarà dedicata al funzionamento dei fotomoltiplicatori (sez.2.5). In figura 2.2 è illustrata una rappresentazione delle principali componenti che si trovano all'interno del serbatoio d'acqua di XENONnT.

2.1 La Time Projection Chamber e lo Xenon

Il metodo di rilevamento delle WIMPs impiegato nell'esperimento XENON, si basa sulla tecnologia delle camere di proiezione temporale a doppia fase contenenti xenon liquido (LXe) sormontato da uno strato di xenon gassoso (GXe). La TPC presente in XENONnT è rappresentata in figura 2.3, dove ne sono indicate le varie componenti. La TPC, installata all'interno del criostato, è racchiusa da 24 pannelli riflettenti in politetrafluoretilene (PTFE) che formano un quasi-cilindro di altezza 1.49 m e di diametro 1.22 m. La massa attiva di LXe racchiusa ammonta a 5.9 t. La TPC è delimitata da due array di *fotomoltiplicatori*: uno in basso immerso nel LXe e uno in alto rivolto verso la regione di GXe. Il volume sensibile di LXe è racchiuso tra due elettrodi che stabiliscono un campo elettrico di deriva: un catodo (polo negativo) posto sul fondo, ed un gate, a potenziale nullo, in corrispondenza della superficie di separazione tra LXe e GXe. Il campo di deriva è mantenuto uniforme per mezzo di sottili anelli di rame opportunamente

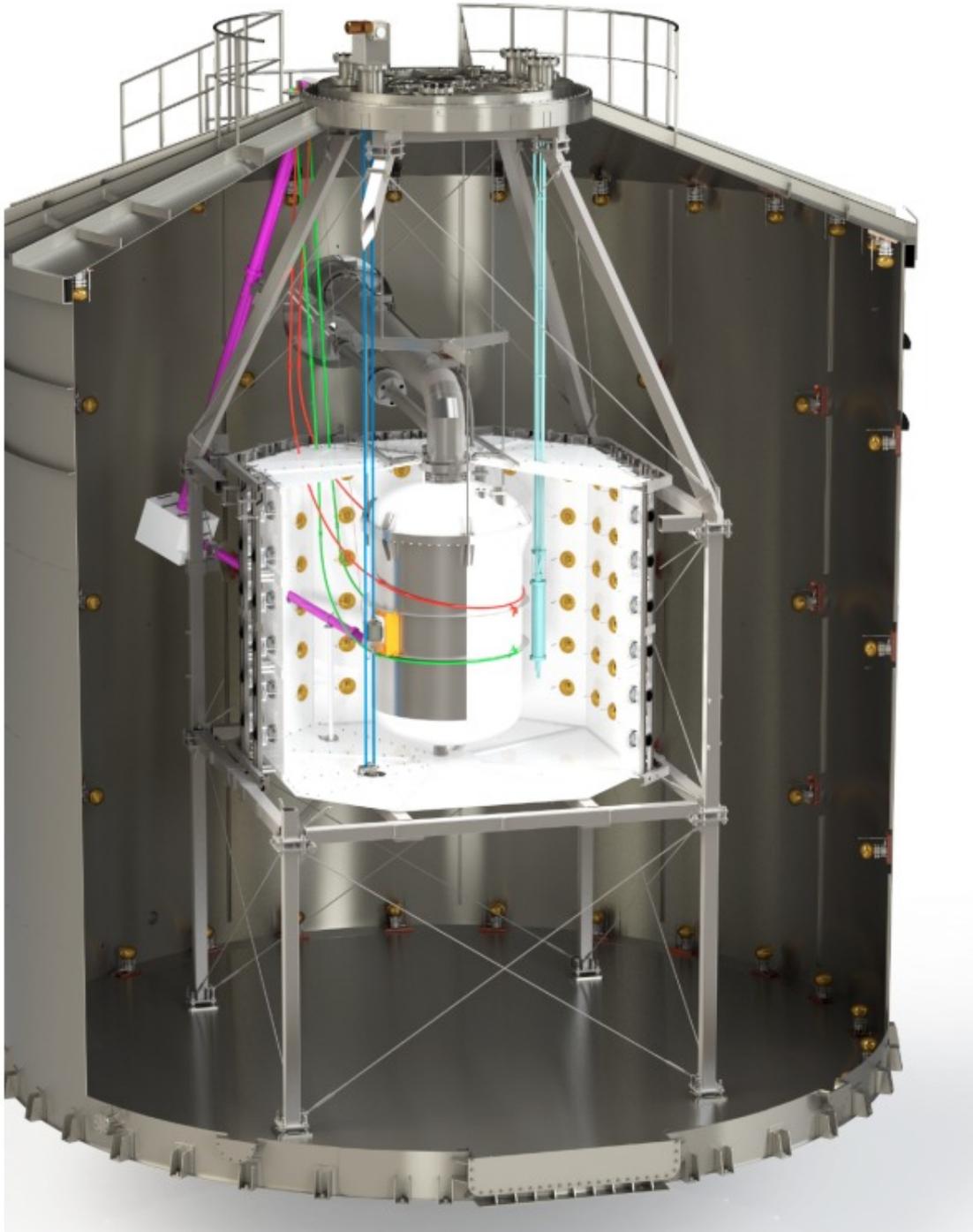


Figura 2.2: Riproduzione grafica dell'esperimento XENONnT.

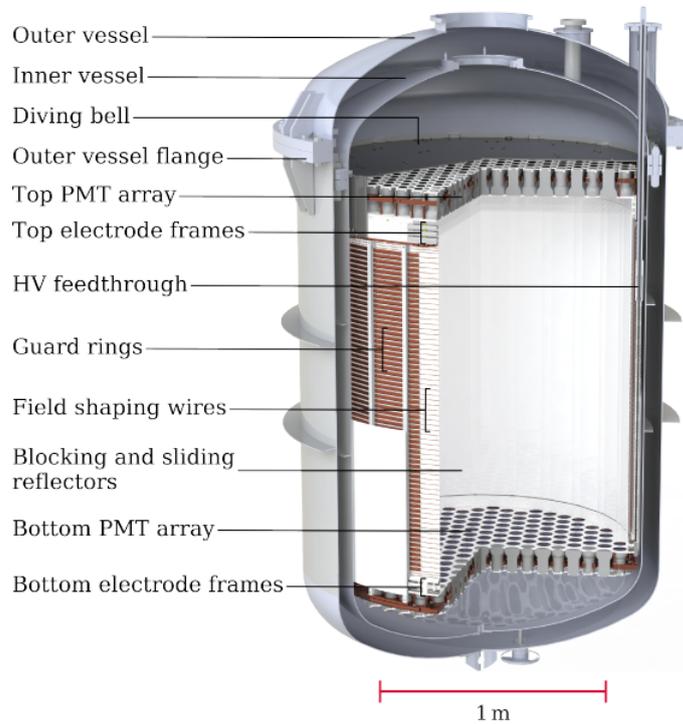


Figura 2.3: Rappresentazione del criostato di XENONnT, con all'interno la TPC. Il diametro della TPC misura 1.3 m e la sua altezza è di 1.5 m [33]

polarizzati e distribuiti su tutta l'altezza della TPC. Un ulteriore elettrodo, l'anodo (polo positivo) è posto vicino al gate, sopra l'interfaccia gas-liquido.

2.1.1 Proprietà dello Xenon

I rivelatori di materia oscura che impiegano lo xenon liquido come massa-bersaglio hanno ottenuto i migliori risultati in quanto sensibilità alle interazioni WIMP-nucleone, siano esse dipendenti (SD) o indipendenti (SI) dallo spin, grazie ai diversi vantaggi che offre questo elemento nobile quando impiegato come mezzo di rivelazione. Infatti, l'elevato numero di massa $A = 131$ garantisce un tasso di interazione WIMP-nucleo più elevato rispetto agli altri gas nobili, in quanto la sezione d'urto SI è proporzionale ad A^2 (come si evince dall'equazione 1.14). Inoltre, lo xenon è un materiale altamente radiopuro, aspetto cruciale nella ricerca di eventi eccezionalmente rari che richiedono livelli di background minimi. Tra gli isotopi presenti in natura ne esistono 9 stabili, e quelli instabili possiedono breve emivita, fatta eccezione degli isotopi ^{136}Xe ($T_{1/2} = 2.2 \times 10^{21}$ yrs) e ^{124}Xe ($T_{1/2} = 1.8 \times 10^{22}$ yrs) che decadono attraverso processi deboli di secondo ordine (doppio decadimento β e doppia

cattura elettronica, rispettivamente) ¹. Inoltre, l'abbondanza degli isotopi ¹²⁹Xe (spin 1/2) e ¹³¹Xe (spin 3/2), abilita la ricerca di interazioni WIMP-nucleo dipendenti da spin. Per via dell'elevato numero atomico ($Z = 54$) ed una densità di circa 3 g cm^{-3} , lo xenon in fase liquida possiede ottime qualità auto-schermanti contro la radiazione esterna. L'elevata densità è importante anche a livello strutturale, in quanto favorisce la costruzione di rivelatori massivi e allo stesso tempo compatti. Altro aspetto da tenere in considerazione è la temperatura di punto triplo, che si pone a -112°C ; un valore che non rende problematico mantenere lo xenon in fase liquida, per la quale è sufficiente una temperatura intorno ai -95°C .

Lo xenon è un ottimo scintillatore e possiede l'energia di ionizzazione più bassa tra i gas nobili, di conseguenza i rendimenti di scintillazione e ionizzazione (fotoni ed elettroni prodotti per unità di energia depositata) sono tra i più alti ottenibili per un materiale [35]. Sia l'eccitazione diretta degli atomi, che la ricombinazione elettrone-ione, producono *eccimeri*² di xeno, che nel processo di diseccitazione per tornare allo stato fondamentale danno origine al fenomeno di scintillazione. I fotoni di scintillazione dello xenon presentano una lunghezza d'onda tipica di 177.6 nm, alla quale lo xeno stesso risulta trasparente [34].

2.1.2 Principio di funzionamento della TPC

L'interazione di particelle nel LXe produce quasi istantaneamente un segnale di scintillazione, chiamato S1, che viene rilevato da entrambi gli array di PMT; tale segnale viene rilevato in percentuale maggiore dai PMTs posti sul fondo, a causa della riflessione interna che i fotoni di scintillazione subiscono all'interfaccia liquido-gas. Gli elettroni di ionizzazione che non si ricombinano vengono portati in alto verso la regione gassosa dal campo di deriva, dove vengono estratti da un forte campo elettrico ($\mathcal{O}(10 \text{ kV cm}^{-1})$) applicato dall'anodo. Questi elettroni acquisiscono sufficiente energia per eccitare gli atomi di xenon in fase gassosa e quindi produrre luce tramite scintillazione proporzionale: tale segnale viene chiamato S2, e anch'esso viene rilevato da entrambi gli array di PMTs. In questo caso, l'ampiezza del segnale viene ridotta dalla presenza di impurità elettronegative presenti nel LXe (principalmente H_2O e H_2) che catturano gli elettroni liberi; la perdita di cariche dipende esponenzialmente dal tempo di deriva. Il principio di funzionamento è riassunto in figura 2.4. Il ritardo di S2 rispetto a S1 è dovuto al tempo che gli elettroni liberi impiegano per raggiungere l'elettrodo di gate dal punto in cui è avvenuta l'interazione, ed è fondamentale per conoscere le coordinate dell'evento. Infatti, mentre le coordinate (x, y) sono determinate in base alla risposta dei PMTs superiori al segnale S2, il posizionamento verticale (z) è ricavato dal lasso temporale tra i due

¹I radioisotopi ¹³⁶Xe e ¹²⁴Xe, viste le modalità di decadimento, permettono di sondare anche nuova fisica nell'ambito dei neutrini.

²Specie chimica formata dall'unione di un atomo (molecola) che si trova in uno stato elettronico eccitato con un altro atomo (molecola) uguale, che si trova invece nello stato fondamentale.

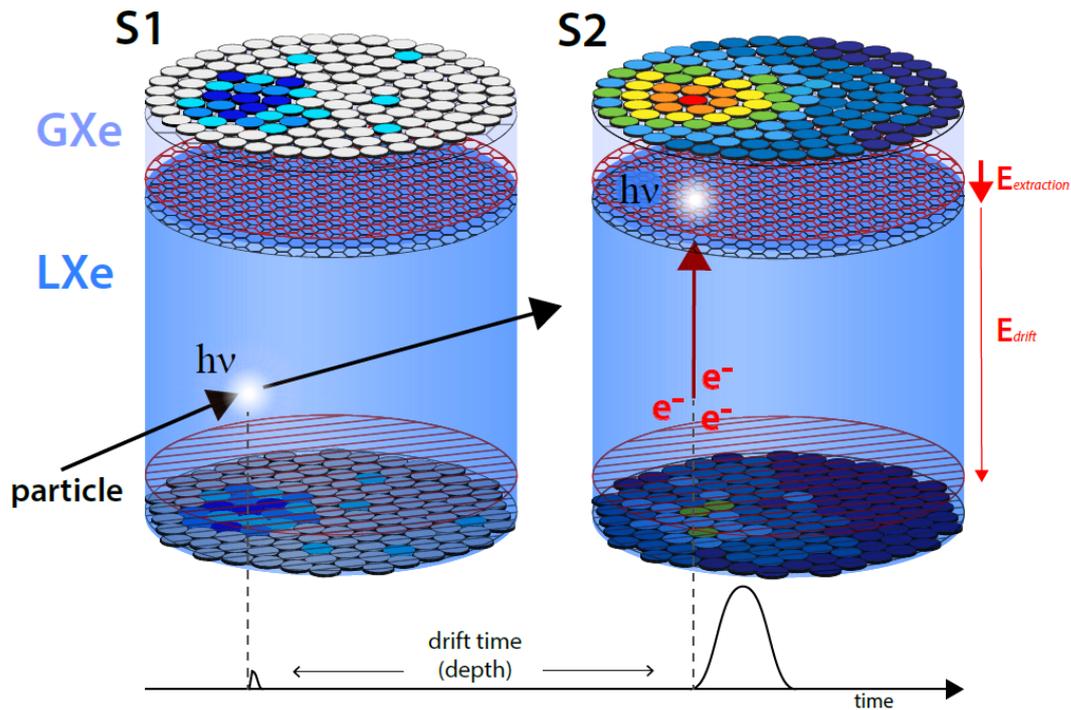


Figura 2.4: Principio di funzionamento della TPC. Il segnale di scintillazione S1 è osservato da entrambi gli array di fotomoltiplicatori. Gli elettroni di ionizzazione sono trasportati del vertice di interazione verso l'interfaccia LXe/GXe per mezzo di un campo elettrico uniforme (E_{drift}) tra il catodo (in basso, rosso) e l'elettrodo di gate (appena sotto la superficie di separazione liquido-gas, nero). Il segnale S2 ha origine tramite scintillazione proporzionale, provocata dagli elettroni estratti verso la regione gassosa della TPC. L'intenso campo elettrico di estrazione ($E_{extraction}$) è stabilito tra il gate e l'anodo (in alto, rosso). Gli elettrodi che schermano dai campi elettrici i PMTs sono raffigurati in nero, appena sotto/sopra alla superficie formata dai fotocatodi. La distribuzione del segnale S2 registrata dai PMTs superiori permette di ricostruire dove è avvenuta l'interazione sul piano (x, y) , mentre il ritardo tra i segnali S1 e S2 consente di ricavare la coordinata z . L'energia è ricavata dalla combinazione di entrambi i segnali [34].

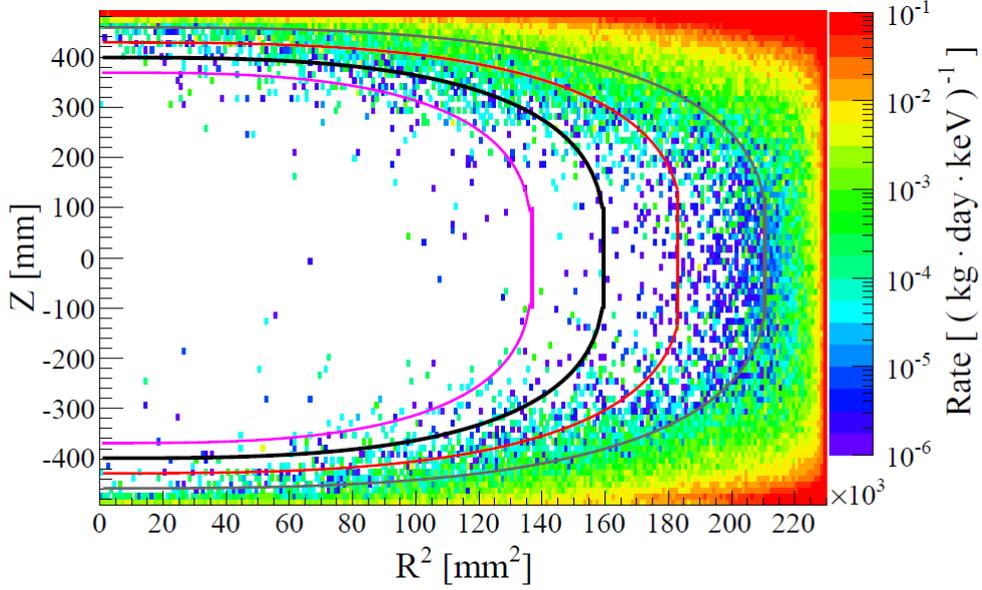


Figura 2.5: Simulazione degli eventi di background originati dai materiali radioattivi della TPC di XENON1T. Con la riduzione del volume fiduciale si sopprimono ampiamente gli eventi di background. L'effetto autoschermante dello xenon ha effetto anche sulle sorgenti esterne di neutroni [36].

segnali, dato che il tempo di deriva degli elettroni è proporzionale alla profondità nella TPC a cui è avvenuta l'interazione. La ricostruzione della posizione degli eventi avviene nella regione di LXe chiamata *volume fiduciale* (FV), al cui interno ci si aspetta di aver soppresso il background provocato da sorgenti esterne, come è rappresentato dal grafico in figura 2.5. Vista la debolezza con cui le WIMPs interagirebbero con la materia ordinaria, non saranno propriamente considerati come background i fenomeni di scattering multiplo all'interno della TPC, che si distinguono dagli scatter singoli dalla presenza di più segnali S2 associati allo stesso evento.

La prestazione della TPC in termini di rivelazione di luce e di carica è descritta dal *guadagno in scintillazione primaria* $g1 = cS1/n_\gamma$ e dal *guadagno in scintillazione secondaria* $g2 = cS2/n_e$, dove $cS1$ e $cS2$ rappresentano le ampiezze dei segnali S1 ed S2 corrette in base ad effetti legati alla posizione del vertice, mentre n_γ e n_e sono rispettivamente il numero di fotoni ed elettroni prodotti dall'interazione. Il valore dell'energia di un evento si ricostruisce a partire da entrambi i segnali tramite

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

dove $W = 13.7(2)$ eV è l'energia media necessaria per generare una particella rivelabile nel LXe, sia essa un fotone o un elettrone.

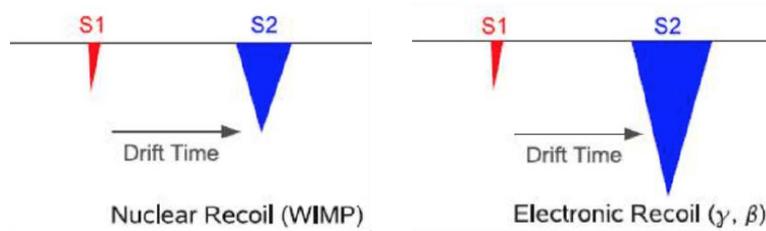


Figura 2.6: Rappresentazione del ritardo tra i segnali S1 ed S2, e rispettive ampiezze caratteristiche nel caso di rinculo nucleare (sinistra) o elettronico (destra).

2.1.3 Discriminazione del segnale

Un elemento chiave delle TPC a doppia fase è l'efficiente capacità di discriminare tra il rinculo di un nucleo (NR) o di un elettrone (ER). I rinculi nucleari sono causati dallo scattering di particelle come WIMPs e (molto più spesso) neutroni, mentre i rinculi elettronici sono indotti da radiazione β e γ originata da decadimento radioattivo. Particelle con differente coefficiente di trasferimento di energia lineare³ (LET) presentano un differente rapporto S2/S1 e questa caratteristica viene sfruttata per determinare la natura del rinculo (vedi figura 2.6). Ad esempio, una particella α deposita la maggior parte della sua energia in una densa nube di coppie elettrone-ione, e la carica collezionata al gate risulta una frazione $\leq 10\%$, mentre si può considerare quasi interamente collezionata la carica originata dallo scattering di elettroni o raggi γ . Un NR comporta un più alto tasso di ricombinazione rispetto agli ERs a causa di un maggiore coefficiente LET, dovuto alla più densa traccia di ioni che produce il rinculo di un nucleo di xeno in confronto al rinculo di un elettrone. Una maggiore ricombinazione causa un incremento del segnale S1 e una diminuzione di S2, quindi un rapporto S2/S1 inferiore. Il motivo risiede nell'anti-correlazione che sussiste tra i segnali di scintillazione e ionizzazione [37].

2.2 Background in XENONnT

Il rumore di fondo rappresenta il problema principale nella rivelazione diretta di materia oscura. Per ottenere misure precise della sezione d'urto di interazione WIMP-nucleo è necessario ridurre, ove possibile, tutte le sorgenti di segnale di background note. In generale, i fenomeni di background possono essere associati a rinculi elettronici (ER), causati principalmente da radiazione γ e β prodotta da decadimento radioattivo, oppure a rinculi nucleari (NR), in cui domina lo scattering di neutroni. Nonostante la discriminazione che si può attuare tra NRs e ERs sulla base del rapporto S2/S1 (vedi paragrafo 2.1.3), la disperisione statistica per la popolazione degli ERs può produrre eventi indistinguibili

³Il LET corrisponde all'energia depositata per unità di lunghezza, dE/dx .

dalle WIMPs. Per questo motivo è necessaria una dettagliata conoscenza delle sorgenti di background.

La porzione di spettro energetico in cui ci si aspetta di osservare i segnali delle WIMPs viene definita *regione di interesse* (RoI). Tale regione è selezionata in modo che anche il segnale di eventuali WIMPs estremamente massive ($\mathcal{O}(\text{TeV}/c^2)$) vi sia sufficientemente contenuto; che significa (vista la differente risposta del rivelatore ai segnali generati da NRs e ERs) impostare come limite di energia superiore $\sim 50 \text{ KeV}$ per i rinculi nucleari e $\sim 15 \text{ KeV}$ per quelli elettronici. La sezione d'urto dell'interazione WIMP-nucleo è talmente ridotta che da essa ci si aspetta al massimo un singolo evento di scattering all'interno del volume sensibile di LXe. Per questo motivo solo i rinculi di neutroni ed elettroni che non sono accompagnati da altre interazioni all'interno della TPC contribuiscono al background. In figura 2.7 è illustrato il background residuo di eventi NR ed ER previsto per l'esperimento XENONnT, mostrando il profilo energetico degli eventi attesi da parte delle diverse sorgenti di rumore.

2.2.1 ER background

Nonostante siano ben distinguibili dagli eventi di NR (tra i quali ci si aspetta lo scattering di una WIMP), i rinculi elettronici rimangono la fonte di background prevalente. La principale causa di ERs è attribuita al decadimento β di elementi pesanti diffusi nel volume di LXe, che producono lo stesso segnale di un rinculo elettronico sebbene non avvenga nessuna collisione. L'isotopo radiogenico più difficile da sopprimere è il ^{222}Rn , che può emettere direttamente dai materiali del rivelatore oppure diffondere nel volume di LXe. Infatti, l'emivita di circa 3.8 d consente al ^{222}Rn di distribuirsi quasi omogeneamente su tutto il volume. Un altro emettitore β particolarmente rilevante è il ^{85}Kr e lo xenon in commercio è contaminato da kripton con una concentrazione $^{\text{nat}}\text{Kr}/\text{Xe}$ nell'ordine di $\mathcal{O}(\text{ppm})$. Il kripton naturale contiene tracce dell'isotopo radioattivo ^{85}Kr in quanto è prodotto nei reattori nucleari dalla fissione di uranio e plutonio, e viene rilasciato durante i processi di smaltimento delle barre di combustibile esausto [38].

Una fonte esterna di background ER sono i *neutrini solari*, che provocano singoli rinculi elettronici a bassa energia uniformemente distribuiti all'interno della TPC, in quanto caratterizzati da una sezione d'urto da interazione debole ed un'elevata profondità di penetrazione. Questi neutrini costituiscono una forma di background ER irriducibile con la tecnologia di rivelazione diretta non-direzionale. Poiché la purificazione dello xenon da ^{222}Rn e ^{85}Kr è notevolmente migliorata rispetto ai primi esperimenti di XENON, i neutrini solari sono diventati rilevanti per XENON1T e si prevede che costituiranno il secondo contributo maggiore al fondo di ERs per XENONnT, paragonabile al ^{222}Rn .

2.2.2 NR background

Le interazioni dei neutroni, insieme allo *scattering elastico coerente tra neutrini e nuclei*⁴ (CE ν NS), possono produrre rinculi nucleari indistinguibili da quelli provocati dalle WIMP [39]. La presenza di ^{238}U , ^{235}U e ^{232}Th nei materiali del rivelatore genera neutroni radiogenici nell'intervallo energetico dei MeV, soprattutto attraverso la fissione spontanea dell'isotopo ^{238}U e reazioni (α, n) indotte da particelle α che vengono emesse lungo le catene di decadimento degli isotopi instabili. Invero, nel caso di nuclei pesanti l'elevata barriera coulombiana sopprime i processi (α, n) , per cui la produzione di neutroni (e del *background interno*) è attribuibile quasi esclusivamente a fissioni spontanee.

I muoni che penetrano la montagna, sino a raggiungere gli ambienti sotterranei dei LNGS, possono produrre neutroni cosmogenici altamente energetici ($\mathcal{O}(100\text{ GeV})$) via spallazione con i nuclei che costituiscono la roccia. Queste cascate di neutroni generano un background NR che può essere ridotto a livelli trascurabili schermato propriamente la TPC, in quanto tali particelle sono originate in vertici di interazione distanti dal rivelatore. I neutrini atmosferici, solari ed originati da processi astrofisici, contribuiscono al background NR tramite CE ν NS. I neutrini solari influiscono sulla sensibilità alle WIMPs con massa di pochi $\text{GeV } c^{-2}$, in quanto lo spettro del rinculo indotto è praticamente identico a quello di una WIMP da $6\text{ GeV } c^{-2}$. Al contrario, i neutrini atmosferici più energetici e quelli provenienti dalle supernove sono rilevanti per le ricerche di WIMPs più pesanti, poiché il loro spettro si estende fino (ed oltre) al limite superiore della RoI, anche se il tasso di rivelazione atteso per questi due tipi di neutrino è un ordine di grandezza inferiore rispetto a quello dei neutrini solari. Il background NR associato a fenomeni di CE ν NS è irriducibile negli esperimenti di rivelazione diretta non-direzionale della materia oscura.

2.2.3 Riduzione del background

La ricerca diretta di segnali estremamente rari richiede un livello di rumore di fondo estremamente ridotto. Per questo motivo, un esperimento che ambisce alla rivelazione della materia oscura deve essere condotto in ambienti particolarmente “silenziosi”, schermati dai raggi cosmici, e nella maggior parte dei casi ciò significa in strutture sotterranee (si veda 2.8). Non fanno eccezione gli esperimenti del gruppo XENON, situati nei LNGS: il più grande complesso di laboratori di ricerca sotterranei al mondo per la fisica delle particelle ed astroparticelle.

La montagna fornisce una copertura media di roccia sull'area dei laboratori di circa 1400 m, corrispondenti a 3800 m.w.e (metri d'acqua equivalenti). Il flusso di muoni è ridotto di un fattore 10^6 rispetto a quanto si ha sulla superficie del massiccio roccioso, stabilendosi a un valore di $1.2\text{ m}^{-2}\text{ h}^{-1}$ [41].

⁴Ci si aspetta che i neutrini interagiscano tramite CE ν NS al massimo una sola volta, all'interno della TPC, a causa della sezione d'urto tipica dell'interazione debole

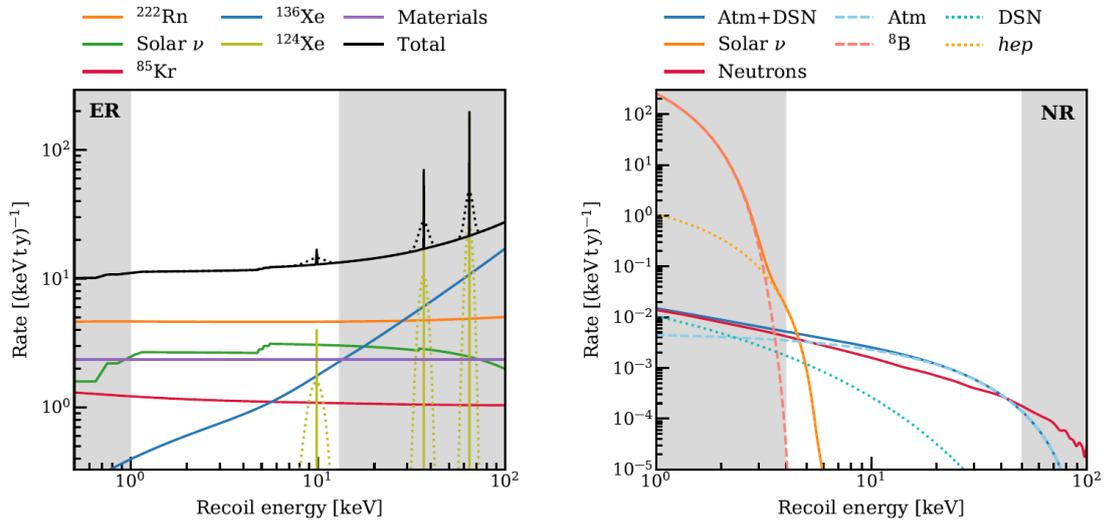


Figura 2.7: Spettro energetico del background ER (sinistra) e NR (destra) atteso in una massa fiduciale di 4 t. Le regioni in bianco evidenziano le RoI per la ricerca di WIMPs SI: (1, 13)KeV per rinculi elettronici e (4, 50)KeV per rinculi nucleari [33].

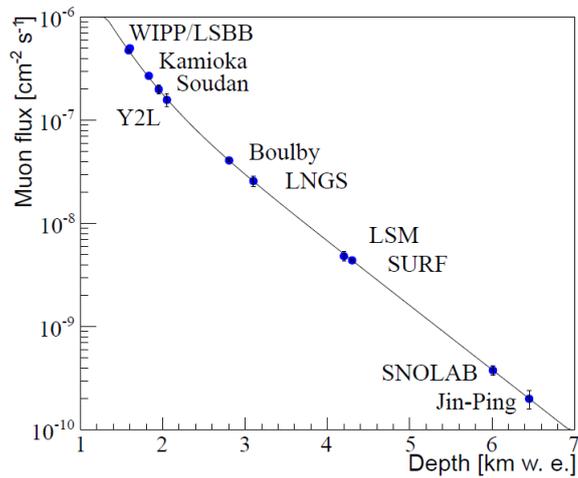


Figura 2.8: Flusso di muoni in funzione della profondità per diversi laboratori sotterranei in cui si svolgono esperimenti di ricerca della materia oscura [40].

Per ridurre le sorgenti radiogeniche di background ER ed NR che sono originate dai radioisotopi presenti nei materiali del rivelatore, tutte le componenti della TPC, del criostato e delle strutture che lo circondano, sono selezionate in seguito ad un'approfondita analisi radiologica, in modo da garantire il minor contenuto di isotopi radioattivi possibile. I materiali che sono in contatto con lo xenon (sia liquido che gassoso) sono scelti per avere un basso tasso di emissione del ^{222}Rn . Per quanto riguarda il radon contaminante, una colonna di distillazione per la sua rimozione dallo xenon è stata sviluppata appositamente per l'esperimento XENONnT, mentre era già presente un'analogha colonna di distillazione del kripton per il precedente XENON1T.

2.3 Il sistema di Muon Veto

Oltre ad una progettazione ottimale della TPC ed un'accurata selezione di materiali radiopuri da impiegare nell'esperimento, la schermatura contro i raggi cosmici e la radioattività naturale è fondamentale per ottenere la sensibilità alle WIMP raggiunta da XENON1T prima, e XENONnT poi. Il flusso residuo di muoni che raggiunge la Hall B dei LNGS corrisponde a un valore di $(3.31 \pm 0.03) \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ con un'energia media di $\sim 270 \text{GeV}$ [41]. Inoltre, il rivelatore è installato al centro di un grande serbatoio cilindrico riempito d'acqua deionizzata (WT): il grafico in figura 2.9 è il risultato di una simulazione che mostra l'assorbimento di neutroni e raggi γ originati dalla radioattività delle rocce e di neutroni indotti da muoni, in funzione dello spessore della barriera d'acqua. Pochi metri d'acqua costituiscono un efficace scudo contro i raggi γ ed i neutroni prodotti dalla radioattività delle rocce, mentre l'unico fondo residuo oltrepassati i 4 m di acqua è dato dai neutroni indotti dai muoni, che sono prodotti tramite spallazione diretta dei muoni con i nuclei incontrati in atmosfera o che costituiscono la montagna, oppure tramite cascate elettromagnetiche e adroniche generate dai muoni. Una stima del flusso di neutroni indotto dai muoni, alla profondità dei LNGS, fornisce il valore di $\sim 7.3 \times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ per energie dei neutroni superiori ai 10 MeV [43], ovvero 3 ordini di grandezza inferiore rispetto al flusso di neutroni prodotti radioattivamente dall'ambiente circostante all'esperimento ma presentano uno spettro energetico che si estende fino a decine di GeV. Essendo così energetici possono eludere l'effetto di schermatura dell'acqua e interagire elasticamente con i nuclei bersaglio, emettendo un segnale simile a quello di una WIMP. Per eliminare questa forma di background è quindi necessario rendere il semplice serbatoio d'acqua un veto attivo contro i muoni e gli sciame di particelle da essi indotti: un rivelatore di luce Cherenkov, il Muon Veto.

Si possono distinguere due classi di eventi etichettati dal MV: *muon events*, in cui il muone attraversa il serbatoio d'acqua, e *shower events*, in cui un neutrone indotto entra nel MV insieme allo sciame di particelle associate. Le efficienze di tagging del MV valutate attraverso simulazioni di Monte Carlo sono rispettivamente del $(99.78 \pm 0.05)\%$ per gli eventi muone e del $(71.4 \pm 0.5)\%$ per gli eventi "sciame di particelle". La combinazione dello

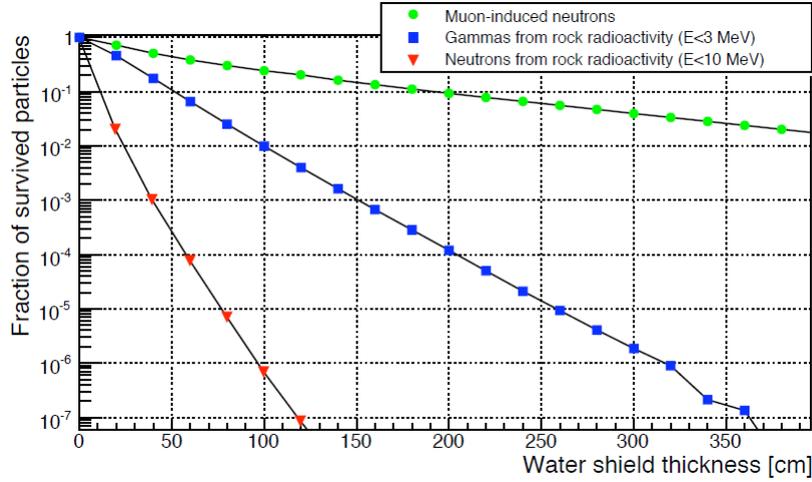


Figura 2.9: Frazione delle particelle sopravvissute in funzione dello spessore dello schermo d’acqua che circonda il rivelatore [42].

schermo fornito dall’acqua e dell’efficienza di rivelazione del MV, sopprime lo rumore di fondo dei neutroni cosmogenici di oltre 2 ordini di grandezza, ottenendo un tasso residuo inferiore ai $0.01 \text{ ton}^{-1} \text{ y}^{-1}$ che risulta trascurabile se comparato a quello dei neutroni di origine radiogenica.

2.3.1 Effetto Cherenkov

Il principio di funzionamento del MV si basa sull’effetto Cherenkov, che consiste nell’emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un materiale le cui molecole sono polarizzate da una particella carica che lo attraversa. La radiazione Cherenkov sorge dal momento in cui tale particella si muove nel mezzo più velocemente di quanto faccia la luce nello stesso, ovvero deve valere la condizione:

$$v_{\text{particle}} > \frac{c}{n} \quad (2.2)$$

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

Ciò è dovuto al fatto che la particella carica, lungo la sua traiettoria, induce dei momenti di dipolo temporanei negli atomi o nelle molecole del mezzo. Ritornando alla configurazione iniziale, le molecole producono radiazione elettromagnetica che si propaga in un fronte sferico. Se la particella viaggia lentamente, tale perturbazione si rilassa elasticamente e si ha un ritorno all’equilibrio meccanico non appena la particella è passata. Se invece la velocità della particella nel mezzo attraversato risulta superiore alla velocità della luce (nello stesso mezzo) allora i fronti d’onda elettromagnetica si sovrappongono costruttivamente e l’energia prodotta da questa perturbazione si irradia come un’onda d’urto coerente nella direzione θ (*angolo di Cherenkov*) rispetto alla direzione della

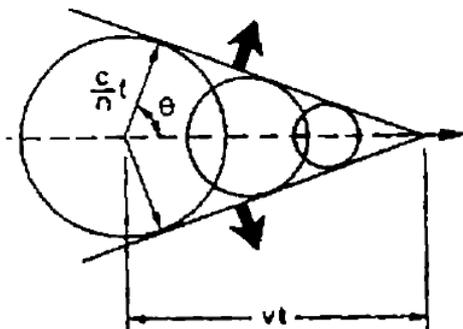


Figura 2.10: Come quando nell'aria un oggetto supera il muro del suono si forma un cono d'onda (onde meccaniche), allo stesso modo con le onde elettromagnetiche si assiste alla produzione di un cono d'onda quando è verificata la condizione $v_{\text{particle}} > \frac{c}{n}$ [44].

particella, come illustrato in figura 2.10. L'angolo di Cherenkov è calcolato mediante la seguente relazione:

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

dove $\beta = v/c$.

2.3.2 Descrizione del sistema di MV

Il Muon Veto è equipaggiato con 84 PMTs Hamamatsu R5912ASSY dal diametro di 20.3 cm, che presentano una *quantum efficiency* del $\sim 30\%$ per lunghezze d'onda tra 300 nm e 600 nm e un guadagno medio di 6×10^6 quando sottoposti alla tensione di 1500 V. In seguito a delle simulazioni di Monte Carlo mirate ad ottenere la configurazione geometrica ottimale di questi PMTs, è stata raggiunta quella che è l'attuale disposizione, (illustrazione in figura 2.11):

Array superiore anello alla circonferenza del WT (raggio ≈ 4.5 m) ad un'altezza di 10 m rispetto al fondo, con equipaggiati 24 PMTs equidistanti e rivolti verso il basso;

Array laterale 3 anelli alla circonferenza equispaziati verticalmente, disposti rispettivamente alla quota di 2.5 m, 5 m e 7.5 m. In ogni anello sono montati 12 PMTs equidistanti con l'asse longitudinale parallelo al piano delle circonferenze;

Array inferiore anello alla circonferenza del WT posizionato sul fondo del MV, con equipaggiati 24 PMTs equidistanti e rivolti verso l'alto.

Ci sono due motivi per cui i PMTs all'estremità superiore ed inferiore determinano una maggiore efficienza di rivelazione quando sono distribuiti il più vicino possibile al bordo esterno [42]:

- i muoni che penetrano oltre 1 m nell'acqua sono etichettati con elevata efficienza per via dell'enorme quantità di energia che depositano nel mezzo, che si traduce in elevata produzione di luce Cherenkov. Gli unici eventi di questo tipo in grado di sfuggire all'etichettamento sono quelli che si verificano ai margini del WT, i così detti *border events*. Piazzando i PMTs nella fascia più esterna possibile si massimizza la probabilità di rivelare anche questi eventi.
- Gli sciami di particelle indotti dai muoni depositano la maggior parte della loro energia nello strato più esterno del volume d'acqua, di conseguenza in questa regione è massimizzata la probabilità di osservarli.

Per incrementare ulteriormente l'efficienza di rivelazione dei fotoni, la superficie interna del serbatoio è rivestita da materiale riflettente che garantisce una riflessibilità dell'~ 99% per lunghezze d'onda comprese tra 400 nm e 1000 nm [45].

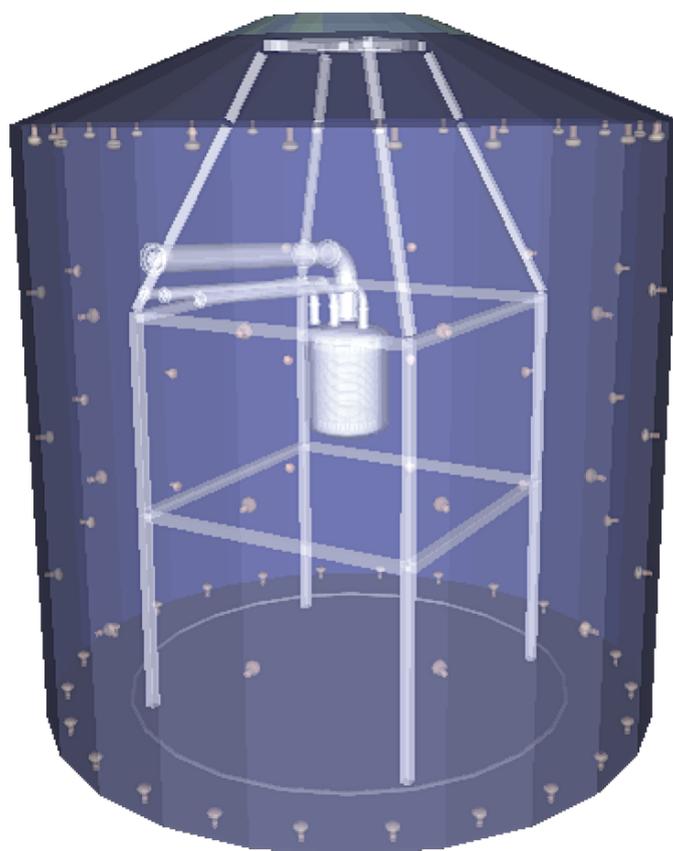


Figura 2.11: Disposizione dei PMTs (raffigurati in grigio) posizionati sulla superficie interna del MV. All'interno del serbatoio d'acqua si distinguono anche il criostato e la sua struttura di sostegno.

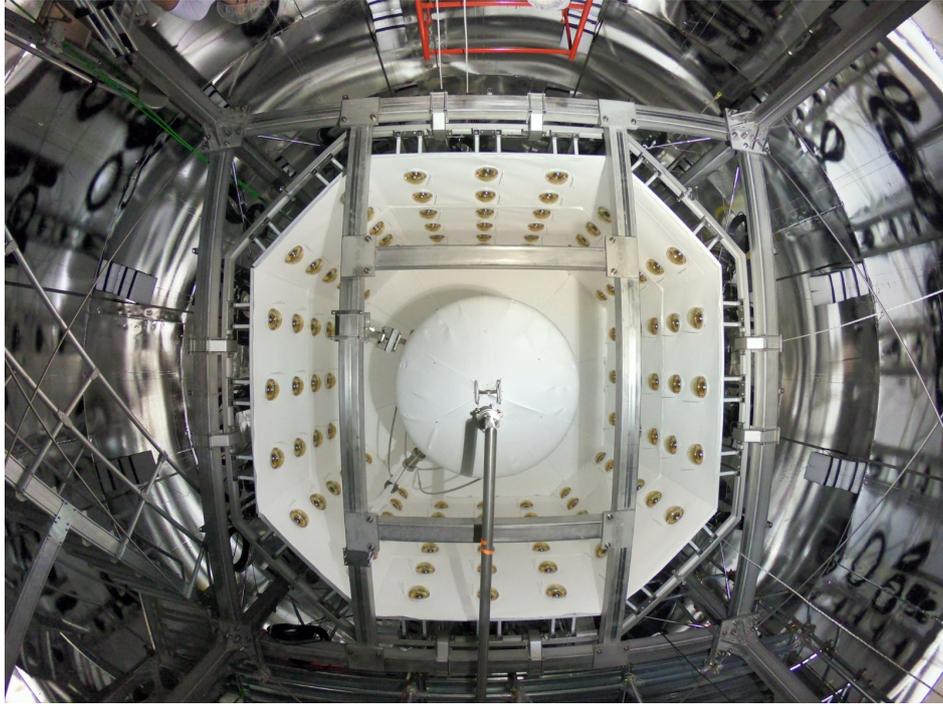


Figura 2.12: Fotografia del Neutron Veto in fase di installazione. L'inquadratura (dal basso) permette di visualizzare il criostato che contiene la TPC ed i 120 PMTs che vi sono installati. Il rivestimento riflettente in politetrafluoretilene espanso copre le pareti interne del NV e la superficie esterna del criostato.

2.4 Il sistema di Neutron Veto

Costruito per l'esperimento XENONnT, il Neutron Veto (figura 2.12) è il rivelatore Cherenkov utilizzato per ridurre quella che era la sorgente predominante del background attribuito ai NRs in XENON1T: i neutroni radiogenici. I neutroni che interagiscono all'interno del volume fiduciale possono facilmente passare attraverso il criostato senza subire ulteriori fenomeni di scattering, provocando un segnale del tutto simile a quello atteso dall'interazione di una WIMP nel LXe. Lo scopo del Neutron Veto è di identificare gli eventi in cui l'interazione osservata all'interno della TPC coincide con un neutrone rivelato dallo stesso sfruttando il fenomeno di *cattura neutronica*.

2.4.1 Principio di funzionamento

La rivelazione dei neutroni si basa sui seguenti processi:

- termalizzazione dei neutroni in acqua;
- cattura neutronica e conseguente emissione di di fotoni;

- Compton scattering dei fotoni sugli elettroni;
- rivelazione dei fotoni prodotti per effetto Cherenkov dagli elettroni.

La termalizzazione è il fenomeno di rallentamento dei neutroni a causa di una serie di collisioni con i nuclei degli atomi del mezzo, che in gergo viene definito *moderatore*. Una volta termalizzato, il neutrone presenta un'energia cinetica inferiore rispetto a quando è stato emesso, per cui è incrementata la sezione d'urto per la cattura neutronica da parte dei nuclei atomici che costituiscono il mezzo. La cattura neutronica è una reazione nucleare in cui un nucleo atomico ed un neutrone si uniscono a formare un nucleo più pesante, alla quale è associata l'emissione di raggi γ :



Sebbene il processo possa avvenire in acqua, per incrementare la probabilità di cattura neutronica verranno disciolti dei sali di gadolinio (nello specifico, solfato di gadolinio $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3$) nella WT, con una concentrazione di massa relativa dello 0.2% [33]. I neutroni che abbandonano il volume interno della TPC saranno quindi moderati dall'acqua intorno al criostato, viaggiando tipicamente per meno di 20 cm prima di essere termalizzati e catturati dal gadolinio o dall'idrogeno, rispettivamente con probabilità del 91% e 9%. Successivamente alla cattura neutronica da parte del gadolinio, viene generata una cascata di raggi γ di cui è possibile ricavare l'energia mediante la differenza di massa (nel caso dell'isotopo ${}^{155}\text{Gd}$):

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

dove M_n è la massa del neutrone, mentre $M({}^{155}\text{Gd})$ e $M({}^{156}\text{Gd})$ sono rispettivamente le masse degli isotopi ${}^{155}\text{Gd}$ e ${}^{156}\text{Gd}$. Nel caso di cattura da parte dell'idrogeno, un singolo raggio γ da 2.2 MeV è emesso. L'energia che questi fotoni depositano nell'acqua tramite di scattering Compton è convertita in elettroni, che a loro volta possono produrre radiazione Cherenkov se eccedono la soglia energetica di 0.8 MeV [27].

2.4.2 Struttura e configurazione

Il NV è collocato nel mezzo della WT. È costituito da una struttura a base ottagonale di supporto ai 120 PMTs Hamamatsu R5912 ⁵ di cui dispone. Il volume attivo di questo sistema di veto è otticamente separato dal MV tramite dei pannelli riflettenti realizzati in politetrafluoretilene espanso (ePTFE), che provvedono ad una riflessibilità maggiore del 99% per luce Cherenkov con lunghezza d'onda superiore ai 280 nm. I fotoni prodotti per effetto Cherenkov all'interno del NV possono riflettere più volte prima di colpire

⁵I PMTs del NV subiscono processi aggiuntivi rispetto a quelli del MV, in modo da garantire livelli minimi di radioattività

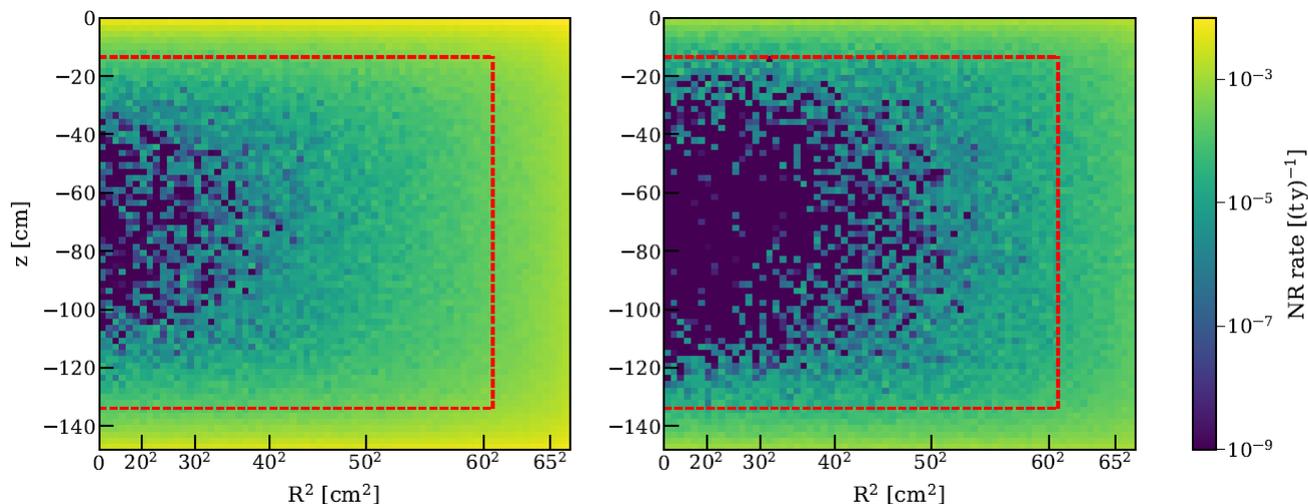


Figura 2.13: Distribuzione spaziale degli eventi di background causati da neutroni radiogenici all'interno del volume attivo del rivelatore, con energia compresa nell'intervallo (4, 50)KeV, prima (sinistra) e dopo (destra) l'applicazione del Neutron Veto. La linea rossa tratteggiata corrisponde a un volume fiduciale contenente 4 t di xenon [33].

un fotosensore, sia sulle pareti che ne circoscrivono il volume che sul criostato: per massimizzare l'efficienza di raccolta della luce anche quest'ultimo componente deve essere rivestito di ePTFE. Il NV così realizzato permette di sopprimere il $\sim 87\%$ del rumore di fondo attribuito ai neutroni, riducendolo di un fattore ~ 7 rispetto a XENON1T [37]. La distribuzione spaziale del background NR di natura radiogenica è mostrata in figura 2.13.

2.5 Fotomoltiplicatori

I fotomoltiplicatori (PhotoMultiplier Tubes, PMTs) sono dispositivi che convertono un segnale luminoso in una corrente elettrica misurabile. Solitamente impiegati nell'ambito della fisica delle particelle e delle alte energie, sono spesso associati a dei rivelatori a scintillazione. Tutti i rivelatori dell'esperimento XENONnT sono equipaggiati con questa tecnologia. La figura 2.14 mostra gli elementi più importanti di cui è costituito un fotomoltiplicatore. Tra essi figurano:

- un fotocatodo, costituito di un materiale fotosensibile che converte un flusso di fotoni in uno di elettroni;
- un sistema di raccolta di elettroni che focalizza e accelera il flusso degli elettroni;
- un moltiplicatore, composto da una serie di elettrodi che emettono elettroni (dinodi);

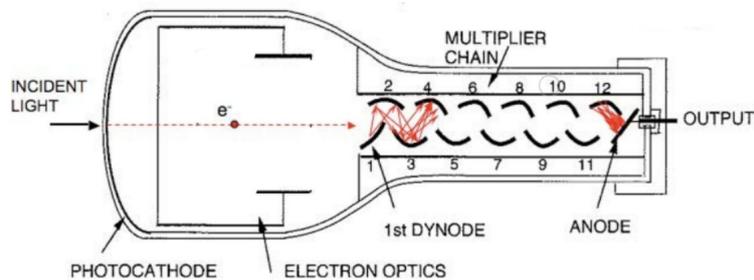


Figura 2.14: Illustrazione degli elementi principali di un PMT e funzionamento basilare.

- un anodo che raccoglie il flusso di elettroni e produce il segnale in uscita.

Un parametro fondamentale per descrivere il funzionamento dei PMTs è il *guadagno*, ovvero il rapporto tra il numero di elettroni raccolti all'anodo e il numero di fotoelettroni emessi al catodo.

2.5.1 Fotoemissione ed emissione secondaria

I due fenomeni fisici su cui si basa il funzionamento dei fotomoltiplicatori sono la *fotoemissione* e l'*emissione secondaria*.

Fotoemissione (o effetto fotoelettrico) è dovuta a una frazione dei fotoni incidenti che impartiscono la loro energia agli elettroni legati del materiale del fotocathode, fornendo ad alcuni di loro energia sufficiente per liberarsi. Il fenomeno può essere suddiviso in tre fasi (schema in figura 2.15):

1. i fotoni assorbiti trasferiscono energia agli elettroni nel materiale;
2. gli elettroni diffondono nel materiale perdendo parte dell'energia acquisita;
3. alcuni elettroni raggiungono la superficie con energia sufficiente per abbandonarla.

Il rapporto tra il numero di elettroni emessi e il numero di fotoni incidenti è chiamato *quantum efficiency*. A causa delle condizioni che influenzano l'assorbimento dei fotoni e delle perdite di energia che si verificano in ogni fase del processo di fotoemissione, la quantum efficiency è sempre inferiore all'unità. I fattori che la influenzano sono la lunghezza d'onda della luce incidente e la composizione e spessore del materiale fotoemissivo.

Emissione secondaria E' un processo simile all'effetto fotoelettrico, solo che avviene a seguito dell'assorbimento di elettroni. Così come nel caso della fotoemissione, possiamo distinguere per l'emissione secondaria i tre step di assorbimento, diffusione

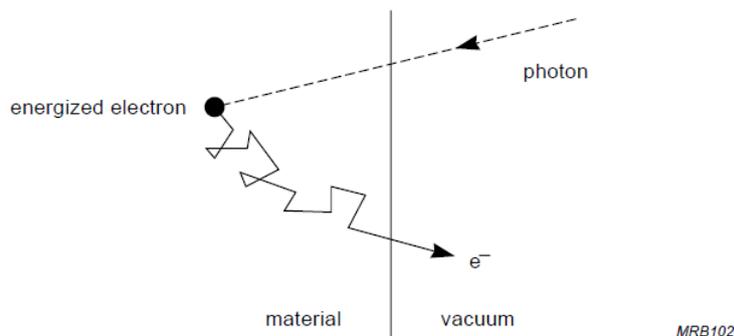


Figura 2.15: Illustrazione del processo di fotoemissione. (a) Un fotone incidente viene assorbito da un elettrone che passa dallo stato fondamentale ad uno eccitato; (b) l'elettrone eccitato diffonde nel materiale perdendo energia a causa delle collisioni con altri elettroni nella banda di conduzione (trascurabile per i materiali semiconduttori ed isolanti) e con il reticolo cristallino (trascurabile a causa della differenza di massa tra); (c) l'emissione dell'elettrone è possibile solo se, giungendo alla superficie, possiede un'energia superiore alla barriera di potenziale. [46].

ed emissione. Il range energetico di interesse in questo caso è di qualche centinaio di elettronvolt. Gli elettroni primari possono perdere energia secondo tre diversi processi:

- ionizzazione di atomi nei livelli energetici inferiori: si tratta di tutte le collisioni elastiche ed anelastiche tra gli atomi e gli elettroni che aumentano sempre in numero;
- emissione di raggi X nel riempimento delle shell interne; questi possono in parte essere emessi e in parte eccitare altri elettroni;
- eccitazione di elettroni dei livelli della banda di valenza.

Il rapporto tra il numero di elettroni secondari emessi e il numero di elettroni primari è chiamato *coefficiente di emissione secondaria*.

Quando un fotone, proveniente ad esempio da un fenomeno di scintillazione, incide sul fotocatodo, un elettrone è emesso per effetto fotoelettrico. Ai capi del fototubo è applicata una differenza di potenziale ripartita tra i vari dinodi e, grazie a questa, l'elettrone mobile si dirige dapprima verso il primo dinodo. Qui, a seguito della collisione, avviene l'emissione secondaria di elettroni che sono a loro volta accelerati verso il secondo dinodo e così via. In questo modo si genera una cascata di elettroni che giunge all'anodo, dove è raccolta per produrre una corrente elettrica.

2.5.2 Rumore nel PMT

In questo paragrafo saranno presentati i possibili fenomeni e segnali che possono interferire con le misure di corrente e di voltaggio, limitandone l'accuratezza. I fenomeni in questione sono la *Dark Current*, il *rumore statistico* e l'*afterpulse*.

Dark current

La Dark Current è la corrente che attraversa il circuito dell'anodo quando il voltaggio è applicato al fotomoltiplicatore, in assenza di luce. Presenta due componenti: la prima è continua ed è dovuta alla dispersione sul vetro e sulla superficie isolante, la seconda è ad intermittenza e consiste in impulsi di pochi nanosecondi. La Dark Current varia sia secondo le condizioni esterne (voltaggio applicato, guadagno, temperatura, umidità etc.) che secondo l'utilizzo passato del PMT (condizioni di illuminazione passate etc.). In alcuni casi si tratta di effetti temporanei, mentre altri possono essere permanenti. Tra questi ultimi domina l'effetto di *emissione termoionica*, descritto dall'equazione di Richardson:

$$I = AT^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (2.6)$$

dove A è una costante, T è la temperatura e k è la costante di Boltzmann, mentre ϕ è una costante che ha le dimensioni di un'energia ed è legata all'energia di soglia dell'effetto fotoelettrico. Chiaramente, la diminuzione della temperatura comporta una riduzione di questa componente. Inoltre, i materiali radioattivi di cui è composto il vetro o il supporto del PMT possono causare l'emissione di elettroni nel fotocatodo o nei dinodi. La radiazione in questione può sia colpire direttamente gli elettrodi che causare la fluorescenza del vetro stesso. In entrambi i casi una piccola corrente viene misurata. In generale, quando ci si riferisce alla Dark Current si fa riferimento a correnti dell'ordine di qualche nanoampere.

Rumore statistico

Per una data luminosità, il numero di fotoelettroni emessi (così come quello di elettroni secondari) fluttua nel tempo. L'intensità del rumore è misurata dalla varianza delle fluttuazioni della corrente dell'anodo attorno al valore medio. Le fluttuazioni statistiche in un PMT possono essere originate nel fotocatodo o nel sistema di dinodi. Nel primo caso sono legate alla natura statistica dell'effetto fotoelettrico; le fluttuazioni possono quindi essere calcolate assumendo una distribuzione di Poisson per il numero di fotoni incidenti sul fotocatodo durante un determinato lasso temporale e una distribuzione binomiale per il numero di fotoelettroni rilasciati. A questo rumore si aggiungono le fluttuazioni originate nel moltiplicatore: queste non sono dovute solo alla natura statistica dell'emissione secondaria, ma anche alle differenze nei tempo di transito degli elettroni e nella non uniformità del fattore di emissione secondaria.

Afterpulse

Sono dei segnali che compaiono sulla scia di un vero impulso. Le cause principali sono due:

- Reazioni luminose;
- Ionizzazione di gas residui.

che possono essere distinte in base al tempo che separa l'afterpulse dal segnale reale.

Reazioni luminose Un elettrodo bombardato dagli elettroni emette dei fotoni. Sebbene l'efficienza luminosa di questi fenomeni sia molto bassa, in alcuni tubi è possibile che la luce emessa, anche negli step finali del moltiplicatore, possa tornare indietro raggiungendo il fotocatodo e originando il segnale di afterpulse. Quest'ultimo sarà sfasato rispetto al segnale reale di un ritardo, dato dalla somma del tempo di transito degli elettroni e dei fotoni (tipicamente si tratta di $20 \div 100\text{ns}$).

Ionizzazione di gas residui Per far sì che la cascata di elettroni non perda energia interagendo con l'aria, nel fotomoltiplicatore è mantenuto il vuoto. Tuttavia può succedere che gas residui all'interno del fototubo siano ionizzati dagli elettroni in moto, causando un segnale di afterpulse. Queste tracce sono ad esempio lasciate a causa di emissioni dei materiali che compongono la struttura del PMT. Gli ioni generati si dirigono verso il catodo dove possono causare l'emissione di altri elettroni.

L'intervallo di tempo tra il segnale principale (o prompt) e l'afterpulse è dell'ordine dei microsecondi. Se fossero causati solamente dalla ionizzazione del gas residuo nel PMT, il tempo di arrivo di un afterpulse dipenderebbe della molecola urtata ed in particolare dal rapporto m/q , dove m e q sono rispettivamente la massa e la carica di tale molecola. Infatti, l'intervallo temporale tra il segnale ed il relativo afterpulse si può esprimere come segue [47]:

$$t = \int_{s_0}^1 \frac{1}{v} ds = \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{s_0}^1 \frac{1}{\sqrt{V(s_0) - V(s)}} ds \approx \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L, \quad (2.7)$$

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

Capitolo 3

Monitoring dei muoni in XENONnT

La Terra è continuamente bombardata da particelle ad alta energia provenienti dallo spazio profondo, i *raggi cosmici*. Questi sono principalmente protoni altamente energetici e talvolta si tratta di nuclei di elio, nuclei più pesanti ed elettroni. Lo spettro energetico che coprono è enorme, con alcune particelle che raggiungono energie dell'ordine di 10^{20} eV. I raggi cosmici collidono con gli atomi nell'atmosfera e producono estesi sciami di particelle secondarie la cui progenie può essere rilevata a livello del suolo. Le interazioni iniziali nell'atmosfera superiore producono un gran numero di pioni carichi e pioni neutri. Il pione carico decade in muoni e neutrini muonici, mentre i pioni neutri decadono in coppie di fotoni ad alta energia che diventano i punti di partenza degli estesi sciami di elettroni, positroni e raggi gamma, come mostrato schematicamente in figura 3.1. I muoni perdono la loro energia gradualmente tramite ionizzazione del materiale attraverso il quale passano. Data l'elevata energia, riescono a raggiungere profondità elevate contribuendo al background degli esperimenti di ricerca diretta della DM. Per questa ragione, i detector più importanti sono posizionati nel sottosuolo. Come mostrato in figura 2.8 (sezione 2.2.3),

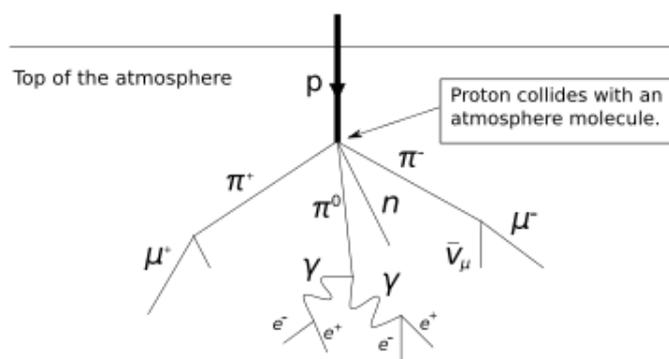


Figura 3.1: Interazione di un raggio cosmico (protoni) con l'atmosfera e conseguente produzione di sciami di particelle.

il flusso di muoni decresce esponenzialmente con la profondità, ed assume un valore di $1.2 \text{ m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ per la Hall B dei LNGS. L'obiettivo di questa tesi è lo studio degli eventi muone osservati dal Muon Veto ed il Neutron Veto di XENONnT; misurarne il *rate* e verificare la congruenza dei risultati ottenuti con quanto atteso da simulazioni Monte Carlo. A tal proposito sono stati analizzati alcuni dei dati del primo run scientifico dell'esperimento (Science Run 0, SR0), per un'esposizione totale di oltre 88 giorni durante i quali tutti e tre i detector erano operativi.

3.1 I dati sperimentali

Data la complessità dell'acquisizione dei dati nell'esperimento, altrettanto intricata è la loro struttura. Per lo scopo di questa analisi ci si può limitare a considerare tre livelli di processamento. Ciò che cambia tra i vari step è la dimensione dei dati in termini di memoria, che viene ridotta in seguito ad una rielaborazione delle informazioni salvate.

3.1.1 Acquisizione dei dati

Per comprendere a fondo la gerarchia del processamento è necessario fare una digressione sull'acquisizione dei dati nei due rivelatori di veto.

Muon Veto Nel MV sono installati 84 PMTs, ognuno dei quali collegato ad un canale di un ADC (Analog to Digital Converter). Questi, sono 11 digitizers CAEN V1724 ad 8 canali, con una risoluzione di 14 bit, range dinamico 500 mV e frequenza di campionamento di $100 \text{ MSamples}^{-1}$. L'acquisizione nel MV è basata su un *hardware trigger*, per cui si acquisiscono gli 84 canali quando almeno 5 PMTs sono in coincidenza all'interno di una finestra temporale di 300 ns. La condizione per cui un singolo PMT possa prendere parte all'innescio del rivelatore è determinata da una *threshold* (*thr*), ovvero l'ampiezza minima che deve oltrepassare un segnale, corrispondente all'ampiezza media di un singolo fotoelettrone ($\sim 100 \text{ ADCcount}$). Quando questa condizione è soddisfatta, si produce il trigger: tutti e 84 i canali del Muon Veto vengono acquisiti in una finestra temporale di $5.12 \mu\text{s}$, comprensiva (oltre che dall'intervallo di tempo che contiene il segnale) di un intervallo di *pre-trigger* ed uno di *post-trigger*.

Neutron Veto È dotato di 120 PMTs che sono collegati ai canali messi a disposizione da 8 digitizers CAEN V1730, ciascuno da 16 canali con una risoluzione di 14 bit, range dinamico di 2 V e frequenza di campionamento $500 \text{ MSamples}^{-1}$. L'acquisizione dei segnali nel Neutron Veto è detta *self-triggered*: ogni canale viene acquisito singolarmente quando il segnale supera la soglia di 15 ADC Counts (considerando che $1 \text{ pe} \approx 60 \text{ ADCcount}$). In questo caso la finestra temporale di acquisizione minima è di 70 samples (140 ns) ed è estendibile sino a $1 \mu\text{s}$ qualora il segnale

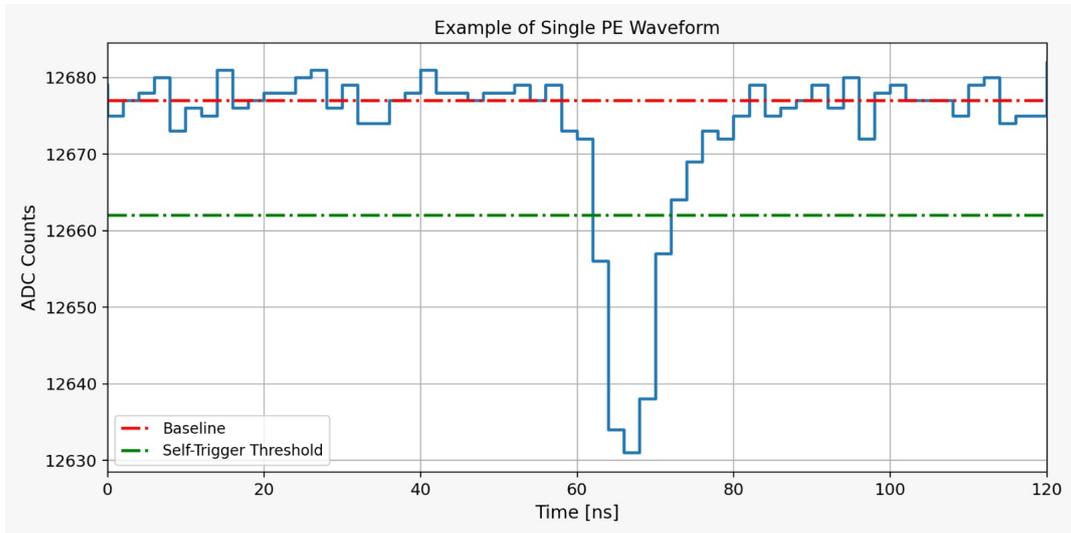


Figura 3.2: Forma d'onda di un singolo fotoelettrone all'interno del NV. La linea orizzontale rossa indica la *baseline*, ovvero il valore in ADC count di riferimento, a partire dal quale si stabilisce la soglia di acquisizione per il rivelatore (*self-trigger threshold*), che è posizionata a 15 ADC Counts di differenza e messa in evidenza dalla linea verde.

perdurasse nel tempo. Una finestra di pre-trigger dalla durata di 32 samples è compresa nell'acquisizione.

3.1.2 Elaborazione dei dati

Una volta acquisiti, i dati vanno incontro ad una catena di processamento (analoga per i tre rivelatori) con il fine di essere convertiti in un formato leggibile ed analizzabile. Di seguito saranno brevemente descritti i diversi livelli dal progressivo grado di elaborazione.

1° Livello I *raw data*, ossia i dati in uscita dai digitizers, vengono processati da un server (*event-builder*) per ottenere i dati primo livello: i *raw-records*. Questi contengono informazioni di basso livello, come il canale in cui è registrato il segnale, le indicazioni temporali e le singole *waveform* espresse come array di conteggi ADC. In figura 3.2 è riportato un esempio di forma d'onda ottenuta nel NV.

2° Livello Giunti a questo grado di elaborazione, vengono rimosse le pesanti informazioni che consentono la ricostruzione della forma d'onda e se ne calcolano altre che ne sintetizzano il contenuto. Il secondo livello di processamento produce gli *hitlets*, e alcuni dei parametri principali che vengono salvati in memoria sono:

- tempo di inizio e di fine del segnale;
- area;

- ampiezza del segnale;
- larghezza del segnale a metà altezza (FWHM);
- canale di acquisizione;

In questo livello, con il termine *area* si intende un valore di carica elettrica espresso in numero di fotoelettroni prodotti dal fotocatodo del PMTs coinvolto, e corrisponde all'area sottesa dalla forma d'onda rispetto alla baseline del segnale.

3° Livello Il terzo stage è quello associato agli *eventi*. Sono definiti tali gli insiemi di hitlets che scaturiscono da almeno tre segnali, con una richiesta di coincidenza temporale inferiore ai 200 ns. Tale finestra temporale è espandibile, ovverosia è reitarata ad ogni hitlets che ne viene compreso. Alcune delle informazioni associate a un evento sono:

- tempo di inizio e di fine dell'evento;
- area;
- molteplicità;
- center time (CT);

In quest'ambito, la variabile *area* è definita come la sommatoria delle aree degli hitlets che prendono parte all'evento; la *molteplicità* indica il numero totale di canali coinvolti; il *center time* è il baricentro temporale ottenuto pesando rispetto l'area dei singoli hitlets che contribuiscono all'evento.

Per poter determinare quali eventi siano effettivamente legati alla rivelazione di un muone è necessario adottare dei criteri di selezione. Questi devono far sì che venga escluso il maggior numero di eventi di background possibile, pur mantenendo minimizzata la percentuale di eventi validi scartati: è inevitabile che in un esperimento di conteggio l'applicazione di tagli sui dati vada ad incidere sulla qualità dei risultati. Il processo con il quale sono stati imposti i criteri di selezione è differente per i due sistemi di veto: sono stati scelti dei parametri per il MV ed il NV tramite i quali discriminare un evento muone da un evento di background in base ai principi che ne regolano il funzionamento e l'acquisizione dei dati.

3.2 Selezione di eventi nel Muon Veto

In questa sezione sono presentati i tagli ed i criteri di selezione applicati agli eventi osservati dal MV, con lo scopo di circoscrivere quelli attribuiti alla rivelazione di un muone e permetterne la misura del rate.

Afterpulse-cut (AP-cut) Il primo taglio che è stato applicato agli eventi registrati dal Muon Veto riguarda i segnali di afterpulse (paragrafo 2.5.2). La natura di questo fenomeno fa sì che la probabilità con la quale si verifica sia proporzionale alla carica del segnale principale osservata dal singolo fotomoltiplicatore, quindi all'energia depositata dalla particella nel mezzo: per questo motivo, eventi associati al passaggio di un muone nel MV sono particolarmente predisposti ad indurre un segnale di afterpulse, che diventa quindi una fonte di background significativa. Infatti, analizzando un campione ottenuto da circa 24 h di presa dati, è stato osservato che rigettando gli eventi del MV che si presentano entro un intervallo temporale di $10 \mu\text{s}$ dall'evento precedente se ne escluderebbero il $(2.989 \pm 0.006)\%$. La scelta di tale valore per l'intervallo temporale minimo tra l'inizio di due eventi consecutivi è motivata dalle seguenti ragioni:

1. studi precedenti sugli afterpulses [48] che affliggono i PMTs utilizzati nel MV mostra che il segnale di AP associato allo ione più massivo si presenta con un ritardo di circa $7.5 \mu\text{s}$;
2. pur mantenendo un margine di separazione sufficientemente ampio dall'ultimo afterpulse ottenibile ($\sim 2.5 \mu\text{s}$) e valutando il flusso di muoni atteso alla profondità dei LNGS (vedi paragrafo 2.2.3) unitamente alle dimensioni e geometria del MV (vedi paragrafo 2.3), è lecito considerare la probabilità che un muone attraversi il veto in una finestra temporale di $10 \mu\text{s}$ come trascurabile.

Taglio in molteplicità La rivelazione di un muone nel MV ci si aspetta che sia caratterizzata dall'attivazione plurima di PMTs, in quanto fenomeno altamente energetico a cui è associata una copiosa produzione di luce Cherenkov. Sulla base di considerazioni analitiche circa l'andamento dello spettro di molteplicità (vedasi figura 3.3), è stato decretato che un evento muone dovesse presentare almeno 30 PMTs coinvolti nella formazione del trigger. Dopo l'applicazione dell'*afterpulse-cut*, ciò che si ottiene imponendo il taglio in molteplicità è una notevole eliminazione di background a bassa energia, che compone circa il 99% degli eventi. Di fatto, l'elevata energia dell'evento muone si manifesta attraverso una saturazione del numero di PMTs attivati, che avviene nel $(46 \pm 2)\%$ dei casi.

Taglio in area In seguito a considerazioni circa la relazione che lega l'area alla molteplicità, è stato imposto un limite inferiore all'area dell'evento pari a 100 pe: assumendo tale valore di soglia, viene garantita una carica media raccolta da ciascun fotomoltiplicatore sufficientemente elevata rispetto a quella del singolo fotoelettrone (quantità richiesta per l'attivazione del PMT, sezione 3.1). Inoltre, la percentuale di eventi rigettati applicando questo criterio risulta essere di $\approx 1.4\%$, valore inferiore all'incertezza relativa poissoniana attribuita al numero di eventi muone prima del taglio in area, ovvero l' 1.8% . Il numero di eventi validi esclusi attuando il taglio in

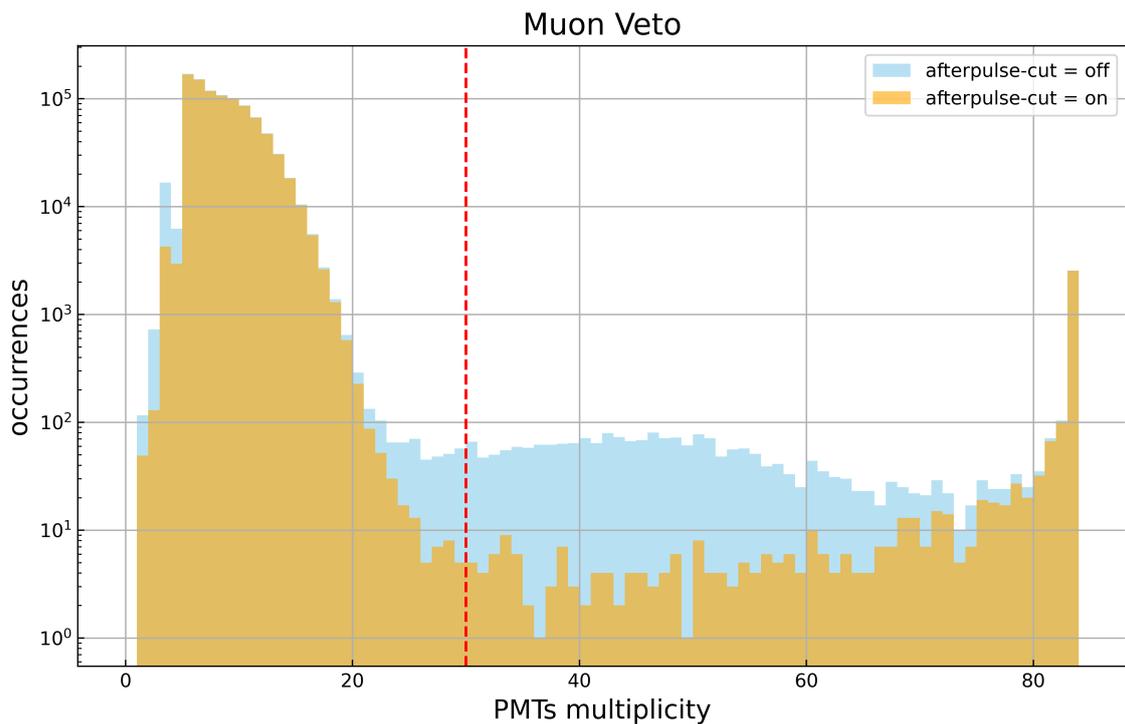


Figura 3.3: Spettro in molteplicità di canali relativo ad una presa dati di circa 24 h. In azzurro è rappresentata la distribuzione degli eventi totali, mentre in marroncino è rappresentata la distribuzione degli eventi sopravvisuti all'afterpulse-cut, alla quale fanno riferimento i risultati a seguire. L'istogramma in scala semilogaritmica mostra come la maggioranza degli eventi che costituiscono il rumore di fondo siano caratterizzati da una quantità di PMTs che prendono parte alla formazione del trigger inferiore a 30 unità, soglia evidenziata dalla linea verticale tratteggiata. La condizione in cui tutti i PMTs partecipano al trigger (corrispondente al valore 84 in ascisse) si verifica nel $(46 \pm 2)\%$ dei casi in cui un evento è associabile ad un muone.

area si può quindi considerare trascurabile. In figura 3.4 sono riportati gli eventi osservati nel MV in funzione dei parametri molteplicità e area, sia prima che dopo la selezione basata sulle differenze temporali.

Gli eventi sopravvissuti ai tre criteri di selezione elencati hanno le caratteristiche per essere considerati eventi muone nel Muon Veto.

3.3 Selezione di eventi nel Neutron Veto

Diversamente da quanto accade nell'altro rivelatore di veto, nel NV è superfluo applicare un AP-cut, poichè (come spiegato nel paragrafo 3.1.1) la condizione di self-triggering, unitamente all'espandibilità della finestra temporale che racchiude l'evento, fa sì che i tempi di inizio di due occorrenze consecutive siano sufficientemente separati da rendere trascurabile il numero di eventi rigettati con tale criterio. In questa sezione, oltre alla descrizione dei tagli applicati, verrà discusso l'effetto che gli afterpulses imprimono sui parametri degli eventi associati al passaggio di un muone nel NV.

Taglio in molteplicità I motivi che stanno all'origine della realizzazione del Neutron Veto (discussi in sezione 2.4), fanno sì che operi con efficacia nel rivelare luce Cherenkov scaturita dal processo di cattura neutronica, assai meno intensa di quella prodotta dal passaggio di un muone all'interno del rivelatore in questione. Per via dell'elevata riflettività e l'ottima trasparenza dell'acqua, ci si aspetta che un evento muone osservato dal NV debba coinvolgere la totalità dei PMTs. A tal proposito è stata imposta una molteplicità minima di 115 fotomoltiplicatori su 120. In seguito all'applicazione di ulteriori vincoli, la scelta del taglio in molteplicità si è rivelata particolarmente conservativa: tutti gli eventi che avranno le caratteristiche per essere associati ad un muone presenteranno saturazione in molteplicità.

Taglio in area Poiché l'efficienza di raccolta di luce dipende strettamente dalla riflettività delle superfici e la trasparenza dell'acqua, l'area prevista di un evento muone nel NV è significativamente superiore a quanto si può osservare nel MV. Da considerazioni qualitative, è stato dedotto che una buona approssimazione per il limite inferiore di area per un evento muone fosse del valore di 1700 pe (visualizzabile in figura 3.5).

Taglio in center time Anche in questo caso le limitazioni del parametro sono frutto di un'analisi qualitativa, ed i valori di minimo e di massimo sono stati determinati rispettivamente a 40 ns e 450 ns. Il CT previsto per un evento di background associato alla rivelazione di un neutrone assume un valore intorno ai 60 ns, per questo motivo è lecito ritenere che la finestra di tempo entro la quale ci si attende di osservare il CT di un evento muone sia ampia (si consideri che eventi dalla stessa natura fisica condividono valori approssimativamente coincidenti di questo parametro).

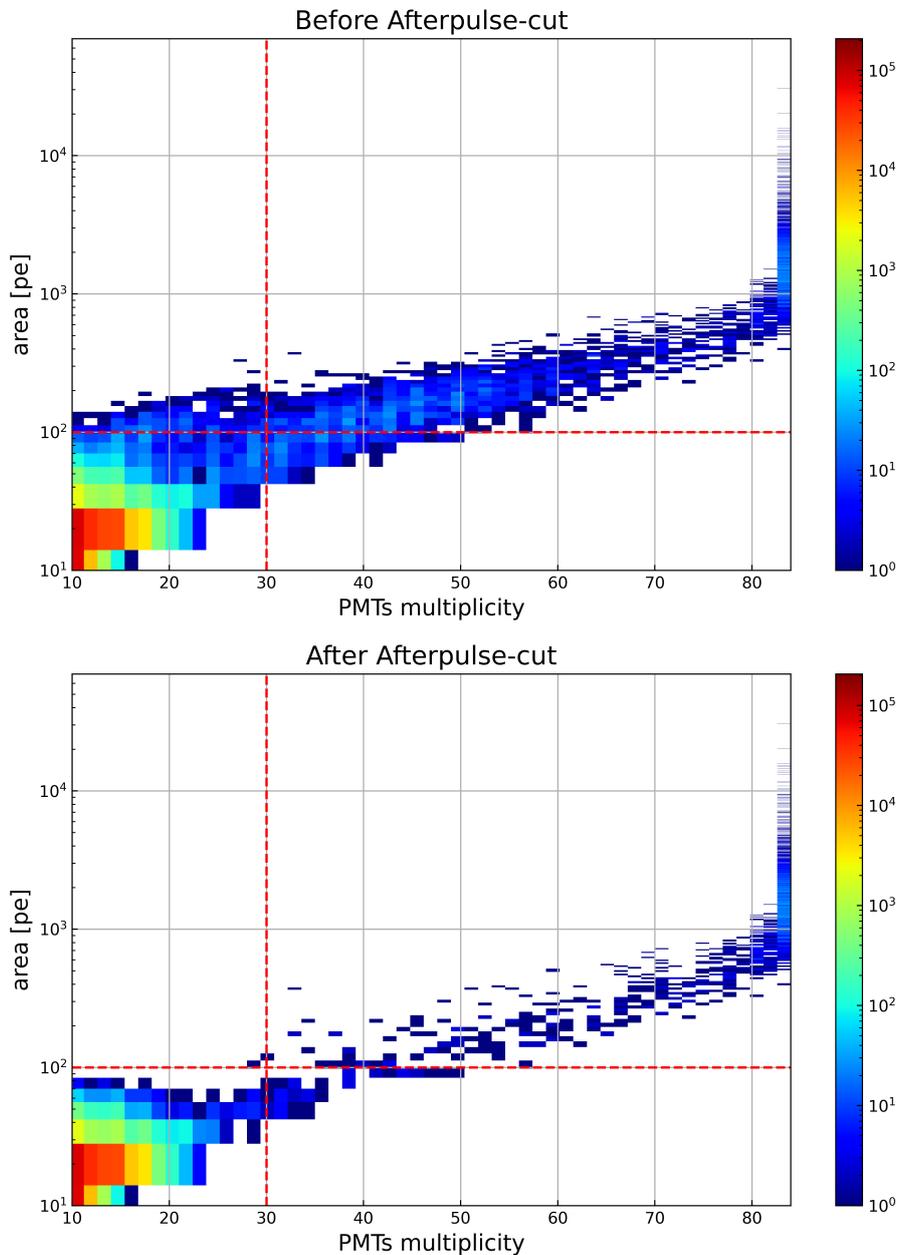


Figura 3.4: Istogrammi bidimensionali degli eventi osservati nel MV, sulla base dei parametri molteplicità (ascisse) ed area (ordinate). Nel grafico in alto è rappresentata la totalità degli eventi, mentre in quello in basso sono visualizzati solo gli eventi sopravvissuti all'AP-cut. Le linee tratteggiate verticali e orizzontali rappresentano la soglia di molteplicità minima, mentre quella orizzontale è tracciata in corrispondenza del valore in area minimo di 100 pe. In entrambi i grafici, rappresentati in scala semi-logaritmica, è possibile notare un andamento esponenziale dei valori di area in funzione della molteplicità. Gli eventi che sono attribuiti al passaggio di un muone nel MV sono tutti quelli nel quadrante in alto a destra (delimitato dalle linee rosse) appartenente all'istogramma in cui è stato rimosso l'effetto degli afterpulses.

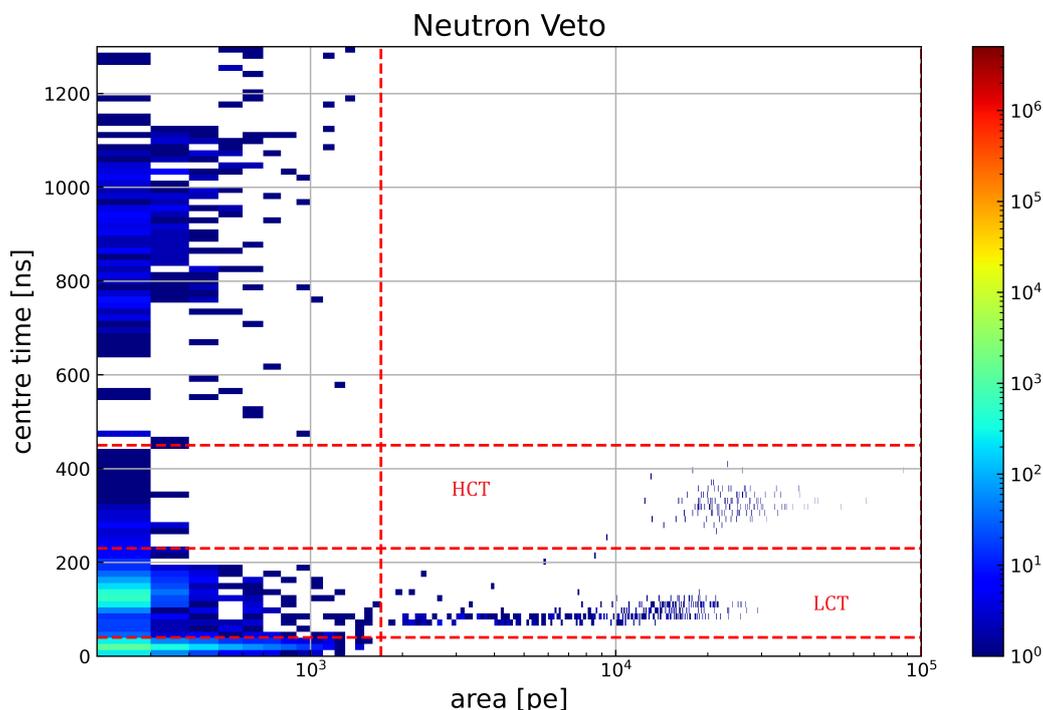


Figura 3.5: Istogramma bidimensionale degli eventi osservati nel NV, sulla base dei parametri area (ascisse) e baricentro temporale (ordinate). La linea tratteggiata verticale rappresenta la soglia di area minima (1700 pe) di un evento per poter essere associato alla rivelazione di un muone nel NV. Le linee tratteggiate orizzontali definiscono due regioni in questo spazio bidimensionale, una ad elevato baricentro temporale (HCT) ed una con baricentro temporale ridotto (LCT). Possono essere considerati eventi muone tutte le occorrenze che appartengono ad una delle due regioni.

Come si può osservare dal grafico in figura 3.5, ciò è dovuto alla presenza di due sottopopolazioni di eventi muone, ben distinte e separate da un gap discreto che stabilisce una regione ad *elevato baricentro temporale* (HCT) ed una a *ridotto baricentro temporale* (LCT). Andando ad analizzare dati di più basso livello, quali gli hitlets, è stato possibile verificare la natura dei segnali temporalmente ritardati, ed affermare che sono riconducibili ad AP. Gli eventi sopravvissuti a questi tre tagli sono da considerarsi eventi muone.

3.3.1 Afterpulses nel Neutron Veto

Studiando la distribuzione temporale degli hitlets all'interno di ciascun evento muone appartenente alla regione HCT, e confrontandola con la corrispettiva distribuzione ottenuta dagli eventi nella regione LCT, si evince che un muone verrà osservato con un baricentro

temporale di oltre 250 ns o di circa 95 ns a seconda che si verifichi o meno la ionizzazione di determinate molecole all'interno di alcuni dei fotomoltiplicatri coinvolti. Comparando i grafici in figura 3.6 con quanto riportato in letteratura ([48], [49]), si deduce che lo ione fondamentale nella separazione temporale delle due popolazioni è il CO_2^+ . In particolare, si osserva che gli eventi muone in cui entra in gioco l'afterpulse scaturito dall'anidride carbonica sono il $(26 \pm 4)\%$ degli eventi muone totali nel NV.

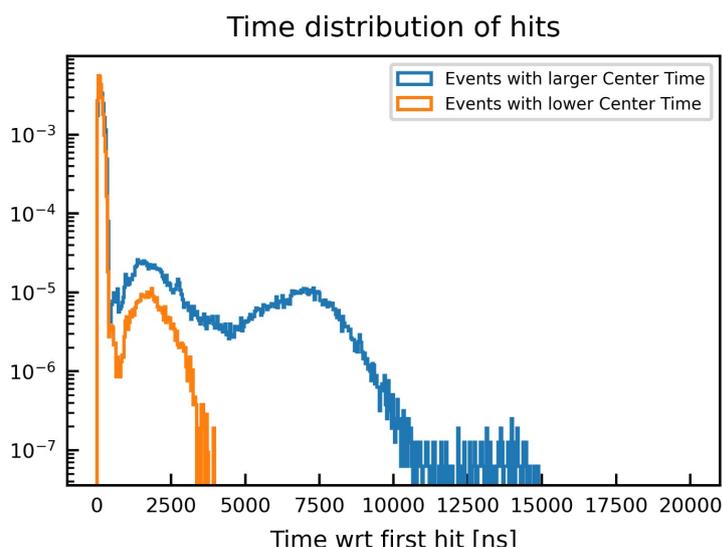


Figura 3.6: Distribuzione temporale normalizzata degli hitlets di eventi muone nella regione HCT (blu), e LCT (arancione). Il primo picco di entrambe le distribuzioni corrisponde all'impulso principale, mentre il secondo picco (che si verifica intorno ai 1300 ns) è associato al segnale di AP provocato dalla ionizzazione dell'elio (He). È evidente la presenza di un terzo picco nella distribuzione relativa agli hitlets appartenenti ad eventi nella regione HCT, centrato intorno ai 7000 ns. Tale segnale è tipico degli afterpulse causati dalla ionizzazione dell'anidride carbonica (CO_2). La dispersione a cui sono soggetti i diversi picchi è dovuta alla non perfetta omogeneità di condizioni alle quali sono sottoposti i PMTs: la differente tensione con cui viene alimentato ciascun fotomoltiplicatore fa sì che non sia ben distinguibile l'effetto di un'ulteriore tipologia di AP che si manifesta intorno ai 2500 ns.

La dispersione degli eventi mostrati in figura 3.5 è affetta dalla presenza di fenomeni di afterpulse più comuni, come quelli associati allo ione He^+ . In figura 3.7 è mostrato un istogramma bidimensionale in funzione dei parametri di tempo e carica (variabile analoga all'area) degli hitlets che costituiscono gli eventi muone nel NV.

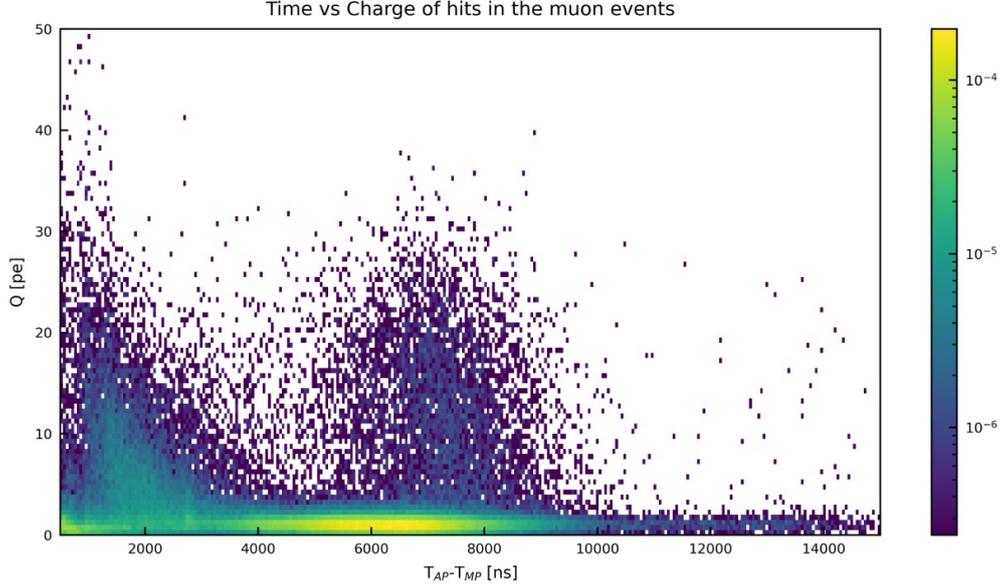


Figura 3.7: Istogramma bidimensionale degli hitlets che prendono parte alla formazione degli eventi muone nel NV, realizzato rispetto al tempo trascorso del segnale principale (ascisse) e carica elettrica, espressa in fotoelettroni (pe) (ordinate).

3.4 Risultati

La pluralità dei parametri esaminati ha consentito l'individuazione di una specifica famiglia di eventi particolarmente energetici, attribuibile alla rivelazione di muoni nei rivelatori MV e NV di XENONnT. Analizzando i dati su base giornaliera, è stato possibile monitorare il valore del rate di muoni (osservato in maniera indipendente dal Muon Veto e dal Neutron Veto) per tutta la durata del SR0, come è mostrato dal grafico in figura 3.8. Da tali misure sono stati stimati i valori di rate da confrontare con i risultati da simulazioni Monte Carlo. Dal numero di eventi nel MV sopravvissuti ai criteri di selezione, si è estratto un rate di muoni R_{MV} del valore

$$R_{mv} = (3.52 \pm 0.02) \times 10^{-2} \text{Hz}, \quad (3.1)$$

corrispondente a (127 ± 1) *eventi/h*. Per quanto riguarda il Neutron Veto, il rate di muoni R_{NV} è

$$R_{nv} = (5.73 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{Hz}, \quad (3.2)$$

equivalente a circa 21 *eventi/h*. Il rapporto tra il rate di muoni osservato dal NV ed il rate osservato dal MV vale

$$\frac{R_{nv}}{R_{mv}} = 0.163 \pm 0.002. \quad (3.3)$$

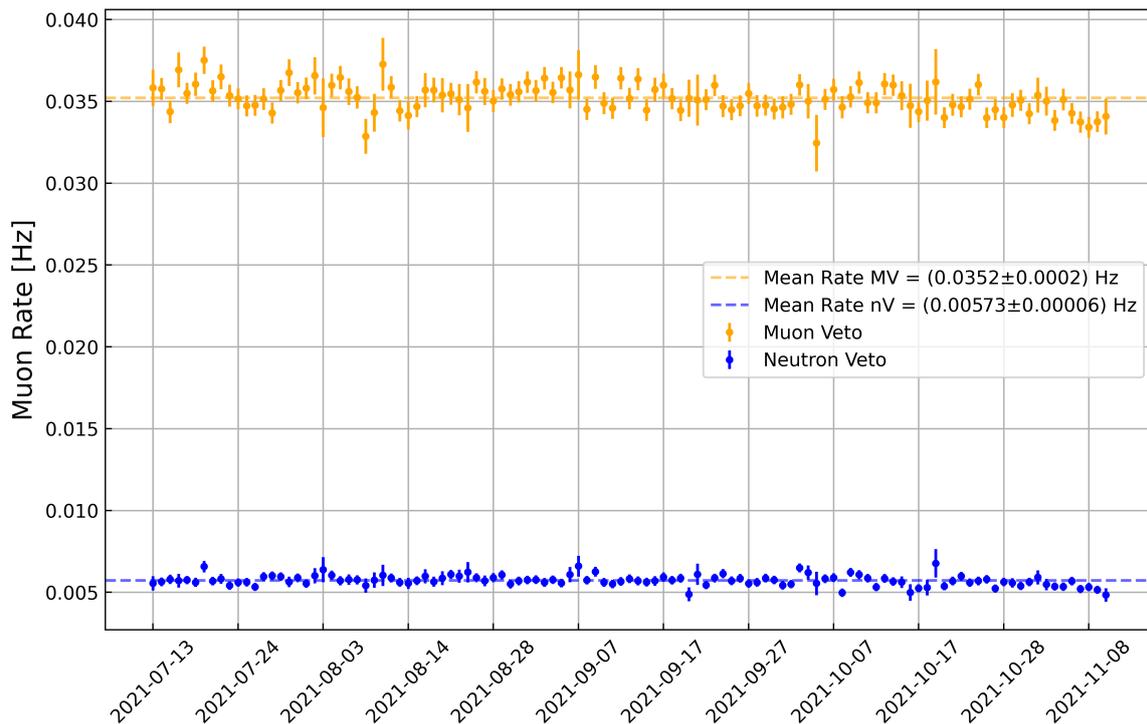


Figura 3.8: Rate di muoni osservati dal MV (arancione) e dal NV (blu) in funzione del tempo. In entrambi i casi, il valore del rate è stato calcolato su base giornaliera per tutta la durata della SR0. La linea tratteggiata arancione (blu) indica la media complessiva del rate misurato dal MV (NV). L'incertezza attribuita a ciascuna misura è stata ottenuta tramite propagazione lineare della sola incertezza poissoniana riferita al conteggio degli eventi muone, in quanto è stata considerata trascurabile l'incertezza sulle misure dei tempi. I risultati finali ottenuti per il rate di μ osservato dal MV e dal NV sono rispettivamente $R_{mv} = (3.52 \pm 0.02) \times 10^{-2}\text{Hz}$ e $R_{nv} = (5.73 \pm 0.06) \times 10^{-3}\text{Hz}$, con un intervallo di confidenza del 95%.

Questo rapporto mostra come nel $(16.3 \pm 0.2)\%$ dei casi in cui un muone attraversa il serbatoio d'acqua, esso attraversa anche il Neutron Veto. Il risultato in relazione 3.3 è in accordo con quanto previsto dalle simulazioni Monte Carlo, ed è dovuto principalmente a fattori geometrici dei rivelatori. Tutte le incertezze attribuite alle misure di conteggio sono di tipo poissoniano, mentre è considerata trascurabile l'incertezza sulle misure temporali. Le incertezze riferite a valori percentuali sono state calcolate tramite propagazione lineare e le misure di rate (presentate in relazione 3.1 e 3.2) sono riportate con un intervallo di confidenza del 95% (vedasi figura 3.9).

Effettuando uno studio sulle coincidenze temporali tra gli eventi muone registrati dai sistemi di veto, è stato possibile confermare la qualità dei tagli effettuati sugli eventi. In particolare, si è verificato che ad ogni evento di muone nel NV corrispondeva un evento di μ nel MV. La distribuzione delle differenze temporali dei tempi registrati dal NV e dal MV è riportata in figura 3.10. Da questa si evince che gli eventi sono in coincidenza entro 600 ns. La presenza di eventi a $\Delta T < 0$, inspiegabile considerando esclusivamente la natura fisica degli eventi (i μ passano prima nel MV e poi nel NV), è invece comprensibile se si considera che i dati temporali, prima di poter essere confrontati, subiscono delle correzioni secondo una determinata *costante di sincronizzazione*. Tale costante è il risultato di calibrazioni specifiche, e lo spread che manifesta in run diversi può spiegare le occorrenze per valori $\Delta T < 0$.

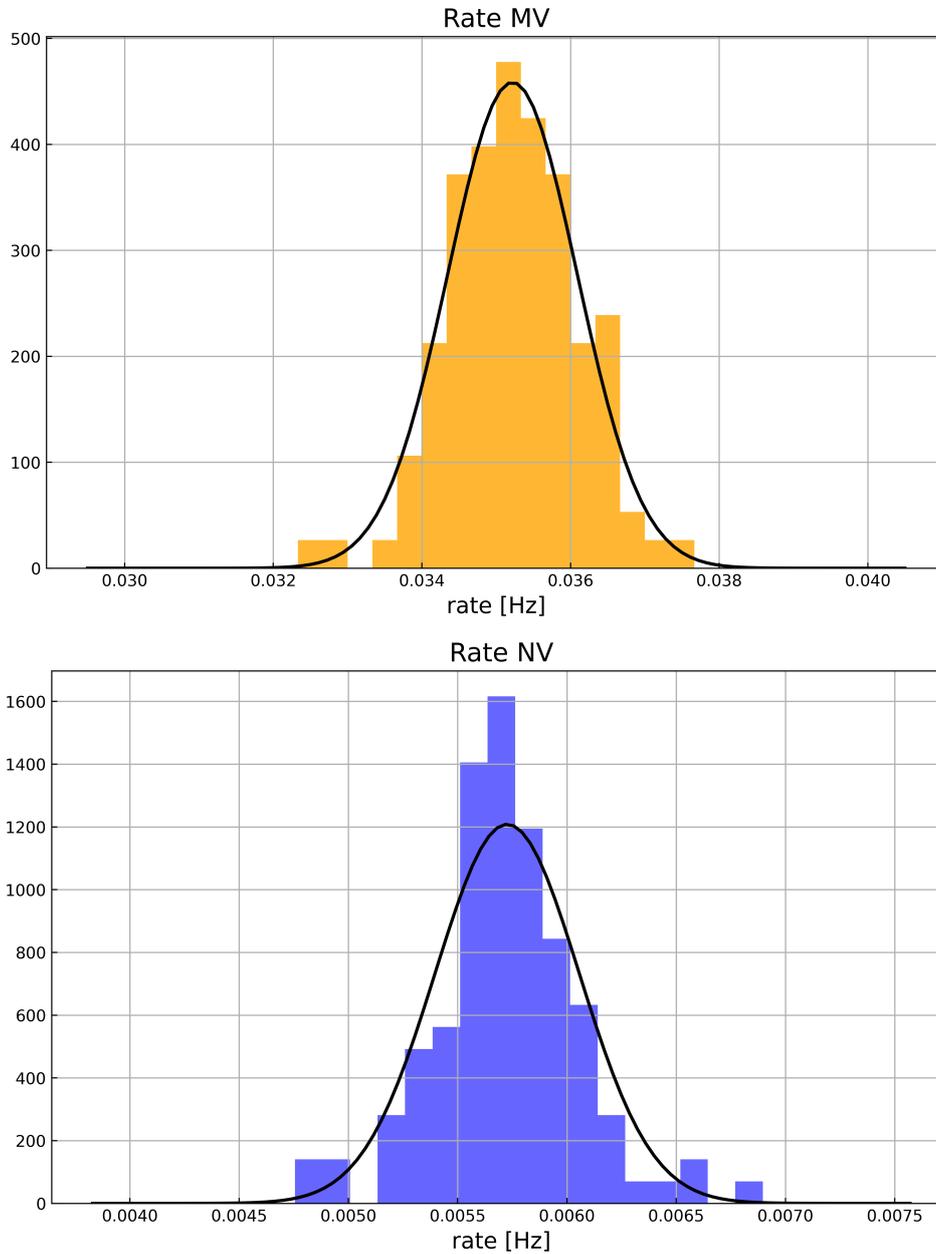


Figura 3.9: Distribuzione di frequenza normalizzata dei rate di μ calcolati su base giornaliera nel MV (sinistra) e nel NV (destra). Per ciascun istogramma è rappresentato un fit gaussiano dal quale sono stati estrapolati il valore d'aspettazione e la deviazione standard. Noti questi parametri è stato possibile definire le migliori stime e rispettive incertezze per i rate di μ osservati dai rivelatori MV e NV.

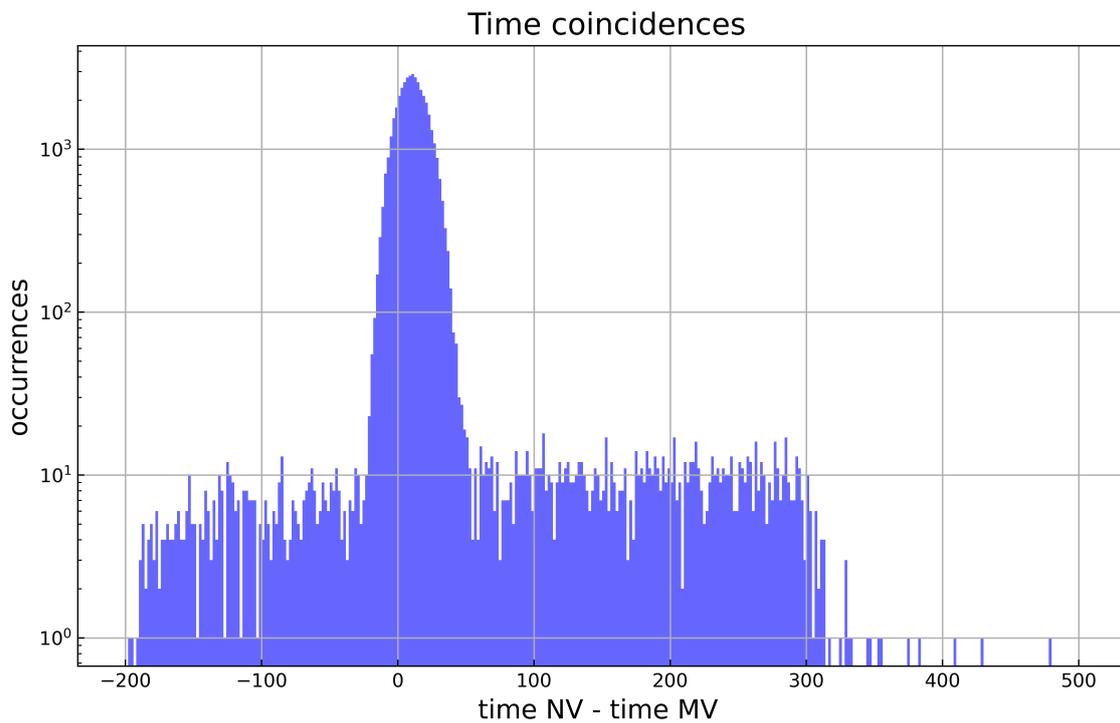


Figura 3.10: Istogramma delle differenze tra i tempi di rivelazione di un muone da parte dei sistemi di veto. Poiché il NV è posizionato all'interno del MV è naturale che la distribuzione non sia centrata nell'origine bensì sia traslata verso valori positivi dello spettro. La presenza di occorrenze nella regione negativa dei tempi è dovuta alla presenza di una costante di sincronizzazione tra i due rivelatori, il cui valore può variare tra le diverse run: per ricercare gli eventi in coincidenza è stato usato il valore medio, pari a 4875 ns.

Conclusioni

Far luce sul mistero della Materia Oscura (Dark Matter, DM) è uno degli obiettivi primari della ricerca in ambito cosmologico e astrofisico. Sebbene la composizione e la natura della DM siano ancora sconosciute, teorie come la Supersimmetria (SUSY) forniscono solide basi per tentare di comprenderne l'essenza. Sotto questo punto di vista, i principali sforzi sperimentali si concentrano sulla rilevazione delle Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs), una classe di particelle considerate fra le più promettenti per costituire la componente principale della DM. Nonostante tutti i vincoli derivanti dalle osservazioni cosmologiche e astrofisiche, rimane un'ampia porzione di spazio parametrico praticabile per queste particelle che ad oggi risultano essere uno degli argomenti più studiati sia in campo teorico che sperimentale.

Grandi progressi sono stati conseguiti nella realizzazione di esperimenti in grado di rivelare la DM sfruttando tecniche dirette (basate sulla ricerca dello scattering di WIMP contro un nucleo bersaglio) o tecniche indirette (che mirano ad osservare i prodotti di annichilazione della DM), ma le interazioni della materia oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole e, sotto certe ipotesi, il numero di eventi atteso è piuttosto ridotto (circa 1 *evento/ton/year*). Per osservare la DM tramite tecniche di rivelazione diretta si necessita dunque di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività. Per ridurre il fondo ai valori desiderati, i rivelatori impiegati in tali ricerche sono tipicamente alloggiati in laboratori sotterranei dove sono naturalmente schermati dai raggi cosmici.

Il progetto XENON è situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) al di sotto di uno spessore medio di roccia di 1.4 km (equivalenti a 3600 metri d'acqua) e si basa sulla rivelazione delle interazioni delle WIMP con i nuclei di xenon contenuti all'interno della TPC. L'esperimento XENONnT ha terminato il primo run di acquisizione dati (Science Run 0, SR0) il 10 Novembre 2021. I primi risultati del SR0 sono pubblicati in [50]. Lo studio della sensibilità alle WIMPs ottenibile con XENONnT prevede che sarà stabilito un limite superiore alla sezione d'urto d'interazione indipendente dallo spin (SI) con minimo a $1.4 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ per WIMPs di massa $50 \text{ GeV } c^{-2}$ [33], che risulta essere ridotto di un fattore ~ 30 rispetto al risultato ottenuto dal precedente esperimento XENON1T.

Studiando gli eventi di muone nell'esperimento XENONnT è stato possibile effettuare

un'ulteriore verifica del corretto funzionamento dei sistemi di veto, ed approfondire la conoscenza della risposta del Neutron Veto al passaggio di un μ all'interno del suo volume attivo. La misura del rate di muoni osservato dal MV ha fornito il valore di $(3.52 \pm 0.02) \times 10^{-2}\text{Hz}$, mentre la stessa misura effettuata con il NV è risultata essere di $(5.73 \pm 0.06) \times 10^{-3}\text{Hz}$. Analizzando gli eventi muone in coincidenza temporale nei due rivelatori è stato confermato che tutti i μ rivelati dal NV sono stati etichettati anche dal MV, avvalorando la qualità dei criteri di selezione adottati. Stabilito ciò, è possibile affermare che il NV osserva il $(16.3 \pm 0.2)\%$ dei μ che attraversano il MV: tale esito è congruente con quanto previsto dalle simulazioni Monte Carlo, basate sulla geometria dell'esperimento.

Bibliografia

- [1] J Aalbers et al. «First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment». In: *arXiv preprint arXiv:2207.03764* (2022).
- [2] J H Oort. «The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems». In: *Bull. Astron. Inst. Netherlands* 6 (1932), pp. 249–287. URL: <https://cds.cern.ch/record/436532>.
- [3] F Zwicky. «Spectral displacement of extra galactic nebulae, 1933». In: *Helv. Phys. Acta* 6 (), p. 110.
- [4] Ewa L Lokas e Gary A Mamon. «Dark matter distribution in the Coma cluster from galaxy kinematics: breaking the mass–anisotropy degeneracy». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 343.2 (2003), pp. 401–412.
- [5] Vera C Rubin. «Dark matter in spiral galaxies». In: *Scientific American* 248.6 (1983), pp. 96–109.
- [6] Gintaras Duda e Katherine Garrett. «Dark matter: A primer». In: *Advances in Astronomy* 2011 (2011), p. 968283.
- [7] Russell J Smith et al. «Discovery of Strong Lensing by an Elliptical Galaxy at $z=0.0345$ ». In: *The Astrophysical Journal* 625.2 (2005), p. L103.
- [8] Dennis Walsh, Robert F Carswell e Ray J Weymann. «0957+ 561 A, B: twin quasistellar objects or gravitational lens?» In: *Nature* 279.5712 (1979), pp. 381–384.
- [9] Daniel Verscharen, Robert Wicks et al. «A Case for Electron-Astrophysics». In: *Experimental Astronomy* (giu. 2021). DOI: 10.1007/s10686-021-09761-5.
- [10] Arno A Penzias e Robert Woodrow Wilson. «A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s.» In: *The Astrophysical Journal* 142 (1965), pp. 419–421.
- [11] Nabila Aghanim et al. «Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters». In: *Astronomy & Astrophysics* 641 (2020), A6.
- [12] Charles Alcock et al. «The MACHO project: microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observations». In: *The Astrophysical Journal* 542.1 (2000), p. 281.

- [13] Patrick 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.
- [14] Fabio Iocco et al. «Primordial Nucleosynthesis: from precision cosmology to fundamental physics». In: *Physics Reports* 472.1-6 (2009), pp. 1–76.
- [15] Maura Sandri. *Materia oscura calda, fredda o tiepidina?* 2020. URL: <https://www.media.inaf.it/2020/01/23/materia-oscura-calda-fredda-tiepida/>.
- [16] Jen-Wei Hsueh et al. «SHARP–VII. New constraints on the dark matter free-streaming properties and substructure abundance from gravitationally lensed quasars». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 492.2 (2020), pp. 3047–3059.
- [17] Julien Lesgourgues e Sergio Pastor. «Neutrino mass from Cosmology». In: *Advances in High Energy Physics* 2012 (2012).
- [18] Scott Tremaine e James E Gunn. «Dynamical role of light neutral leptons in cosmology». In: *Physical Review Letters* 42.6 (1979), p. 407.
- [19] Barbara Caccianiga. *Corso di Introduzione all’Astrofisica*. 2009.
- [20] Elham Aldufeery e Maien Binjonaid. «Dark matter constraints and the neutralino sector of the scNMSSM». In: *Universe* 7.2 (2021), p. 31.
- [21] Giovanni Carugno. *Un vento leggero. Assioni per spiegare la materia oscura*. URL: <https://www.asimmetrie.it/un-vento-leggero>.
- [22] Mordehai Milgrom. «A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis». In: *The Astrophysical Journal* 270 (1983), pp. 365–370.
- [23] Douglas Clowe et al. «A direct empirical proof of the existence of dark matter». In: *The Astrophysical Journal* 648.2 (2006), p. L109.
- [24] Benjamin P Abbott et al. «Observation of gravitational waves from a binary black hole merger». In: *Physical review letters* 116.6 (2016), p. 061102.
- [25] Oliver Buchmueller, Caterina Doglioni e Lian-Tao Wang. «Search for dark matter at colliders». In: *Nature Physics* 13.3 (mar. 2017), pp. 217–223. DOI: 10.1038/nphys4054. URL: <https://doi.org/10.1038%2Fnphys4054>.
- [26] Mark W Goodman e Edward Witten. «Detectability of certain dark-matter candidates». In: *Physical Review D* 31.12 (1985), p. 3059.
- [27] Andrea Mancuso. «Neutron Veto of XENONnT: final construction design of the system and extensive study and calibration of the PMTs.» In: ()

- [28] JD Lewin e PF Smith. «Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil». In: *Astroparticle Physics* 6.1 (1996), pp. 87–112.
- [29] Elena Aprile. *Direct Dark Matter Searches*. 2009.
- [30] Priyamvada Natarajan, Darren Croton e Gianfranco Bertone. «Consequences of dark matter self-annihilation for galaxy formation». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 388.4 (2008), pp. 1652–1666.
- [31] J Angle et al. «First results from the XENON10 dark matter experiment at the Gran Sasso National Laboratory». In: *Physical Review Letters* 100.2 (2008), p. 021303.
- [32] Elena Aprile et al. «Search for WIMP inelastic scattering off xenon nuclei with XENON100». In: *Physical Review D* 96.2 (lug. 2017). DOI: 10.1103/physrevd.96.022008. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.96.022008>.
- [33] E Aprile et al. «Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment». In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.11 (2020), p. 031.
- [34] Pietro Di Gangi. «The Xenon Road to Direct Detection of Dark Matter at LNGS: The XENON Project». In: *Universe* 7.8 (2021), p. 313.
- [35] K Ueshima et al. «Scintillation yield of liquid xenon at room temperature». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 594.2 (2008), pp. 148–154.
- [36] E Aprile et al. «Physics reach of the XENON1T dark matter experiment.» In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016.04 (2016), p. 027.
- [37] Pietro Di Gangi. «Dark Matter Search with the XENON1T Experiment: Background Predictions, Data Analysis and Final Results». In: (2019).
- [38] Jochen Ahlswede et al. «Update and improvement of the global krypton-85 emission inventory». In: *Journal of Environmental Radioactivity* 115 (2013), pp. 34–42. ISSN: 0265-931X. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jenvrad.2012.07.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0265931X12001816>.
- [39] D Akimov et al. «Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering». In: *Science* 357.6356 (2017), pp. 1123–1126.
- [40] Teresa Marrodan Undagoitia e Ludwig Rauch. «Dark matter direct-detection experiments». In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.1 (2015), p. 013001.
- [41] VA Kudryavtsev, L Pandola e V Tomasello. «Neutron-and muon-induced background in underground physics experiments». In: *The European Physical Journal A* 36.2 (2008), pp. 171–180.

- [42] E Aprile et al. «Conceptual design and simulation of a water Cherenkov muon veto for the XENON1T experiment». In: *Journal of instrumentation* 9.11 (2014), P11006.
- [43] D-M Mei e A Hime. «Muon-induced background study for underground laboratories». In: *Physical Review D* 73.5 (2006), p. 053004.
- [44] William R Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [45] 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* 12.06 (2017), P06017.
- [46] SO Flyckt e Carole Marmonier. *PHOTOMULTIPLIER TUBES: principles & applications*. 2002.
- [47] KJ Ma et al. «Time and amplitude of afterpulse measured with a large size photomultiplier tube». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 629.1 (2011), pp. 93–100.
- [48] Dott Marco Garbini e Federica Agostini. «Caratterizzazione e calibrazione dei fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni per l'esperimento XENON1T». In: (2013).
- [49] Wei Wang et al. «Performance of the 8-in. R5912 photomultiplier tube with superbiaalkali photocathode». In: *Journal of Instrumentation* 10.08 (2015), T08001.
- [50] E Aprile et al. «Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT». In: *arXiv preprint arXiv:2207.11330* (2022).