

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI ROMA TRE

Dipartimento di Matematica e Fisica

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Tesi di Laurea Magistrale

**Simulazione degli eventi nella
TPC con lettura ottica per
l'esperimento CYGNO**



Relatore:

prof. Fabrizio Petrucci

Candidato:

Pietro MELONI
matricola: 498252

ANNO ACCADEMICO 2021-2022

Indice

Introduzione	1
1 La Materia Oscura	2
1.1 Il problema della massa mancante	2
1.2 Possibili candidati	4
1.3 Metodi di ricerca della materia oscura	6
1.4 Le tecniche direzionali	15
2 Il progetto CYGNO	18
2.1 Obiettivi e sviluppo	18
2.2 Time Projection Chamber (TPC) a lettura ottica	19
2.2.1 La TPC	19
2.2.2 Lo stadio di amplificazione	21
2.2.3 La lettura ottica	24
2.3 Prototipo LIME	25
2.4 La ricostruzione delle immagini	27
2.4.1 Algoritmo DBSCAN	28
2.4.2 Analisi dei cluster	29
3 Simulazione della risposta del rivelatore	31
3.1 Simulazione delle tracce	31
3.1.1 Geant4	31
3.1.2 SRIM	32
3.2 La riposta del rivelatore	32
3.2.1 Ionizzazione e moto di deriva	34
3.2.2 Elettromoltiplicazione	35
3.2.3 Generazione e raccolta dei fotoni	38
3.2.4 Rumore della fotocamera	40
4 Ottimizzazione della simulazione	42
4.1 Perfezionamento del software	42

4.1.1	L'effetto di saturazione	43
4.1.2	La risoluzione del sensore ottico	44
4.2	Calibrazione dei parametri in confronto con i dati	47
4.2.1	Parametri di diffusione	49
4.2.2	Lunghezza di attenuazione	51
4.2.3	Parametri di saturazione	52
4.2.4	Linearità	55
5	Efficienza di ricostruzione di segnale e reiezione del fondo	59
	Conclusioni	63
	Bibliografia	64

Introduzione

La presenza nell'universo di materia non luminosa, detta materia oscura, (*Dark Matter*, DM), è da diversi decenni un'evidenza importante a livello astrofisico e cosmologico. La fisica delle particelle elementari sta contribuendo alla ricerca in questo campo, e tra i principali candidati proposti vi sono le particelle elettricamente neutre, debolmente interagenti con una massa in un intervallo tra $1 - 10^3 \text{ GeV}/c^2$, più comunemente chiamate *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMP). Le WIMP rappresentano un ottimo candidato di DM in quanto sono indipendentemente previste da estensioni del Modello Standard e dai modelli cosmologici.

Diverse osservazioni astrofisiche suggeriscono la presenza di un alone di DM nella nostra galassia. Pertanto la Terra si muoverebbe in tale alone, generando un vento apparente di DM. Per via del moto di rotazione attorno al Sole, un osservatore sulla Terra potrebbe rivelare una modulazione annuale del segnale di DM. La principale evidenza di tale segnale è costituita da rinculti nucleari (*Nuclear Recoils*, NR) a basse energie (1-100 keV).

La collaborazione CYGNO è attualmente attiva nella progettazione di un rivelatore che raggiunga risoluzioni energetiche dell'ordine dei keV con tecniche di rivelazione direzionale. Il progetto consiste in una camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*, TPC), con un sistema di amplificazione composto da tre *Gas Electron Multiplier* (GEM), con lettura ottica, accoppiata a un sistema di fotomoltiplicatori per la ricostruzione tridimensionale delle tracce.

Il lavoro di tesi si è concentrato sull'ottimizzazione della simulazione Monte Carlo di LIME, un prototipo dell'esperimento CYGNO, e sulla stima dell'efficienza di ricostruzione del segnale (NR), e della reiezione del fondo di rinculti elettronici (ER), per eventi simulati.

Capitolo 1

La Materia Oscura

1.1 Il problema della massa mancante

Numerose evidenze astrofisiche indicano che la materia barionica non è la forma dominante di materia nell'universo, e che deve esistere un'altra forma di materia, che non interagisce con la luce, detta materia oscura (*Dark Matter*, DM). Tale materia sarebbe fino a cinque volte più abbondante della materia ordinaria, e fino a oggi è stato possibile osservarla solo indirettamente attraverso i suoi effetti gravitazionali. Nel presente capitolo, vengono descritte le principali evidenze dell'esistenza della DM, i possibili candidati proposti nell'ambito della fisica delle particelle (con maggiore riguardo per le WIMP), i metodi di ricerca di particelle di DM, e le tecniche di rivelazione direzionale.

Evidenze astrofisiche

Le prime evidenze della mancanza di massa nell'universo risalgono al 1930 quando le prime misure della velocità delle stelle nella nostra galassia, evidenziarono come fosse possibile la loro fuga, se si fosse considerata solo la forza gravitazionale dovuta alla massa luminosa della via Lattea (J.H. Oort 1932). Nello stesso periodo F. Zwicky giunse a risalutati simili attraverso la misura della dispersione delle velocità delle galassie, che, attraverso il Teorema del Viriale, permette di inferire la massa di un cluster di galassie. Infatti, usando il rapporto standard tra massa e luminosità per un dato cluster, Zwicky ottenne una massa 50 volte più piccola rispetto al valore misurato a partire dalla dispersione delle velocità.

Più tardi, alla fine degli anni '70, Vera Rubin studiò le curve di rotazione di galassie a spirale isolate, per le quali è possibile misurare la velocità rotazionale grazie al *doppler shift*. La velocità di rotazione in funzione della distanza r dal centro della galassia può essere facilmente ottenuta imponendo l'equilibrio tra forza

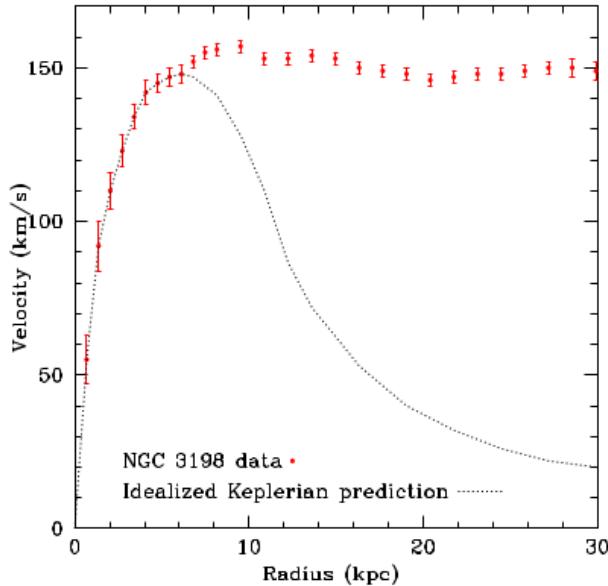


Figura 1.1. Misura delle velocità di rotazione delle regioni della galassia NGC 3198 a confronto con l'andamento atteso[1].

gravitazionale e forza centrifuga, ottenendo:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

Dove G è la costante di gravitazione universale ed $M(r)$ è la massa totale racchiusa nel raggio r . Le misure di Rubin (Figura 1.1) per la galassia NGC 3198 mostrano come la velocità rotazionale rimanga costante anche a grandi distanze dal centro, indicando che la massa deve crescere linearmente con r . Tuttavia, la massa luminosa è concentrata prevalentemente al centro della galassia e a grandi distanze sarebbe atteso un andamento $v(r) \sim r^{1/2}$. Quindi le distribuzioni di massa totale e di massa luminosa non sono in accordo. Una piccola frazione della massa mancante è dovuta a diversi oggetti non luminosi come pianeti, stelle nane, stelle di neutroni, buchi neri (generalmente detti MACHO, *MAssive Compact Halo Object*). Ma studiando curvatura dello spaziotempo che tali oggetti provocano (*lensing gravitazionale*), si è stimata un'abbondanza dei MACHO in grado di spiegare solo un piccola frazione della massa mancante.

Un'altra evidenza più recente, nei primi anni 2000, riguarda lo studio del Bullet cluster 1E 0657-56, in cui la collisione tra un cluster e un subcluster (*bullet*) provoca l'emissione di raggi X, per effetto dell'interazione dei gas intergalattici. La misura del flusso di raggi X è stata usata per ricostruire la distribuzione di massa dei due cluster.

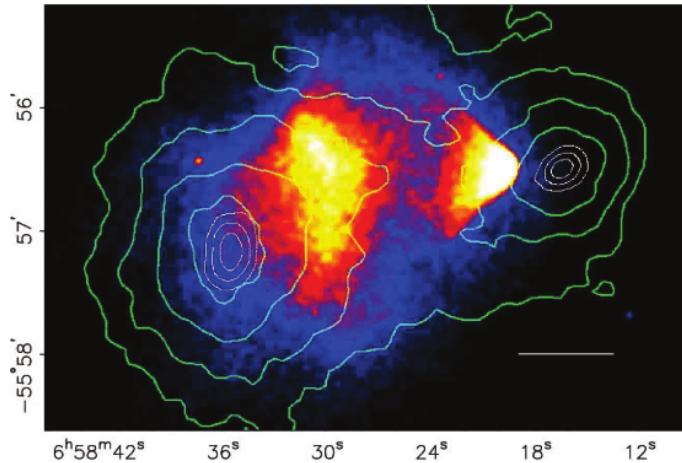


Figura 1.2. Immagine nello spettro dei raggi X (CHANDRA) del Bullet cluster (1E 0657-56) sovrapposta alla distribuzione della massa misurata grazie al lensing gravitazionale[2].

Allo stesso tempo, la distribuzione di massa è stata misurata anche grazie all’effetto del *gravitational lensing*. Le due misure delle due distribuzioni sono riportate in Figura 1.2. La misura dei raggi X fornisce l’informazione sulla posizione della massa barionica, che risulta distribuita in modo molto diverso dalla massa totale misurata con il lensing, suggerendo quindi la presenza di materia oscura.

A più larghe scale, un’evidenza dell’esistenza della DM è data dallo studio della radiazione di fondo cosmico (CMB). La CMB risulta essere in prima approssimazione una radiazione di corpo nero, a $T = 2.73\text{ K}$, costituita dai fotoni che si sono disaccoppiati dal plasma di elettroni e protoni quando l’Universo è diventato trasparente alla radiazione elettromagnetica (ricombinazione cosmologica). L’esperimento COBE (1992) ha misurato delle anisotropie $\mathcal{O}(10^{-5})$ che sono legate a delle disomogeneità della densità dei barioni nel momento della ricombinazione. Tali anisotropie non sono però sufficienti a spiegare la formazione delle strutture galattiche. Inoltre, lo studio della loro correlazione angolare (spettro di potenza), effettuato da PLANK (2013), ha permesso di stimare la densità relativa di DM nell’universo[3]:

$$\Omega_{DM} h^2 \sim 0.12 \quad (1.2)$$

Tale valore è in accordo con le diverse misure a livello astrofisico e cosmologico.

1.2 Possibili candidati

Alcuni modelli cosmologici prevedono la seguente relazione tra la densità relativa di DM nell’universo $\Omega_{DM} h^2$ e la sua probabilità di interazione con la materia

ordinaria[4]:

$$\Omega_{DM} h^2 \sim \frac{10^{-26} cm^3/s}{<\sigma v>} \quad (1.3)$$

Se assumiamo un tipo di interazione di gauge, allora possiamo scrivere la probabilità di interazione come:

$$<\sigma v> \sim \frac{\alpha^2}{m_{DM}^2} \quad (1.4)$$

Dove m_{DM} è la massa della particella di DM e α è la sua costante di accoppiamento con una particella del Modello Standard. Le due relazioni appena espresse rappresentano un vincolo teorico su questi due parametri, a partire dal quale si possono ipotizzare diversi candidati.

Un possibile candidato consiste in una particella con $\alpha \sim 0.01$ e $m_{DM} \sim 100 GeV/c^2$, ovvero una WIMP (Weakly Interactive Massive Particle). Tale candidato è previsto da alcune estensioni del Modello Standard delle particelle, come la Super Simmetria. Altri candidati in grado di soddisfare il vincolo $\alpha-m_{DM}$ sono i neutrini pesanti, il neutrino sterile, le wimpzilla, il neutralino, il gravitino e gli assioni.

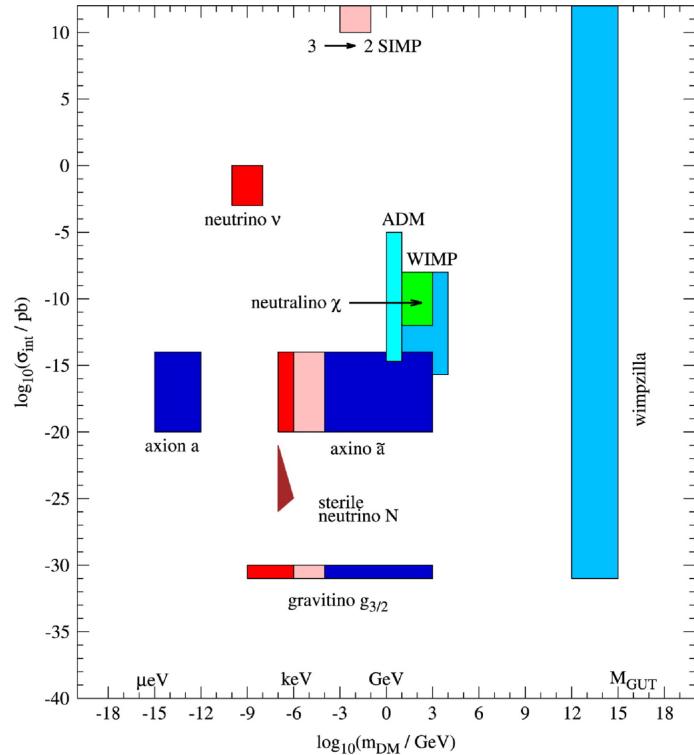


Figura 1.3. Panoramica dei candidati di materia oscura nello spazio della massa e della sezione d’urto con la materia ordinaria[5].

Oltre al vincolo sopra introdotto, una particella candidata di DM avrà in generale le seguenti caratteristiche:

- **Stabile:** o con una vita media paragonabile all'età dell'Universo, per via della sua abbondanza;
- **Elettricamente neutra:** perché altrimenti interagirebbe con la materia bariônica carica e con la luce;
- **Non relativistica:** altrimenti non sarebbe stata possibile la formazione delle galassie e delle strutture su larga scala.

Nella Figura 1.3 sono rappresentate le regioni dello spazio dei parametri per vari candidati di DM.

L'ipotesi dell'esistenza di nuove particelle non è l'unica soluzione che è stata proposta per spiegare la mancanza di massa nell'universo. Sono state infatti avanzate diverse teorie gravitazionali alternative, dette MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*). In tali teorie non si ricorrere all'ipotesi della DM, ma si introduce una modifica del secondo principio della dinamica.

Sebbene tali teorie siano in grado di risolvere alcuni dei problemi fin qui descritti (es. la curva della velocità delle galassie), rimangono valide solo alle scale galattiche, e inoltre non sono mai state osservate variazioni del secondo principio della dinamica.

1.3 Metodi di ricerca della materia oscura

Nell'ambito della fisica delle particelle elementari, la ricerca di particelle di materia oscura si sviluppa in tre diverse direzioni, rappresentate schematicamente in Figura 1.4.

Produzione agli acceleratori

Un primo settore è quello della produzione di DM ai collisionatori adronici come LHC, nei quali si cerca di rivelare possibili particelle di DM prodotte nelle collisioni tra particelle del Modello Standard (SM). Un segnale di DM in questo contesto è costituito da un momento trasverso mancante, non spiegabile con i soli neutrini dello SM.

Rivelazione indiretta

Un secondo ramo d'indagine consiste nella ricerca indiretta, in cui si cerca di rivelare l'annichilazione di due particelle di DM e la creazione di una coppia di particelle

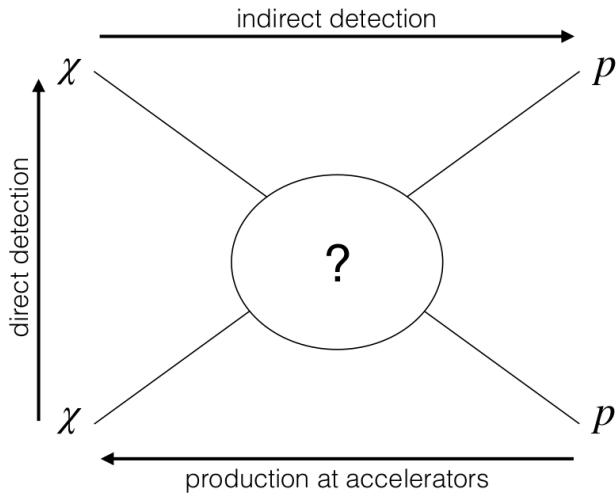


Figura 1.4. Descrizione schematica dei metodi di ricerca di DM: produzione ai collisionatori (da destra verso sinistra), ricerche dirette (dal basso verso l’alto) e ricerche indirette (da sinistra verso destra).

SM, in particolare neutrini e raggi gamma. Se si considera la massa tipica di una WIMP ($\sim 100 \text{ GeV}/c^2$), le particelle prodotte dovrebbero essere molto energetiche. Poiché le osservazioni astrofisiche indicano una maggiore presenza di DM attorno alla materia ordinaria, si ipotizza che le principali sorgenti di neutrini o raggi gamma da annichilazione di DM siano il Sole e il centro galattico. Quindi il segnale atteso è costituito da neutrini o raggi gamma molto energetici principalmente provenienti da queste due regioni.

Per lo studio dell’annichilazione di DM in raggi gamma, si usano calorimetri installati su satelliti, oppure osservatori (reti di telescopi o rivelatori Cherenkov) sulla superficie terrestre in grado di studiare gli sciami prodotti dal passaggio dei gamma.

Nel caso di annichilazione di DM in neutrini, i rivelatori sono costruiti instrumentando grandi masse di acqua (o di ghiaccio) con fototubi per osservare la luce Cherenkov generata dal passaggio di elettroni e muoni prodotti per interazione in corrente carica[6].

Rivelazione diretta

Infine, l’approccio diretto mira a rivelare la diffusione di particelle di DM su particelle del Modello Standard. Se consideriamo l’interazione di una WIMP nella nostra galassia con un rivelatore, l’effetto principale sarà un rinculo nucleare (NR) che può essere rivelato misurando l’energia depositata nel rivelatore. Tale energia può assumere tre diverse forme, in base al tipo di tecnica sperimentale usata

nell'esperimento:

- **Luce di scintillazione:** nel caso di materiali scintillanti, il nucleo nel suo rinculo eccita gli atomi circostanti i quali emettono luce che può essere misurata;
- **Elettroni di ionizzazione:** nel caso di rivelatori allo stato liquido o gassoso, il nucleo colpito ionizza gli atomi vicini liberando elettroni (e ioni) che possono essere opportunamente raccolti;
- **Fononi:** nel caso di cristalli, il rinculo nucleare provoca una vibrazione del reticolo cristallino, causando una variazione temperatura che può essere misurata.

In genere, un esperimento sfrutta più di una di queste tecniche di rivelazione per poter implementare sistemi di vetro, o per ricostruire più osservabili oltre all'energia rilasciata (ad esempio, per ricostruire l'intera traccia in 2D o 3D). In genere l'energia misurata per scintillazione o ionizzazione è minore per i NR rispetto agli ER (a parità di energia iniziale). Tale differenza è dovuta al maggiore contributo di energia rilasciata sotto forma di fononi per i NR, e si può tenerne conto introducendo un fattore di *quenching*. Quindi l'energia dei NR (o ER) si misura in keV equivalenti, keV_{nr} (o keV_{ee}) e la relazione tra le due scale è:

$$E_{ee}[\text{keV}_{ee}] = Q(E_{nr})E_{nr}[\text{keV}_{nr}] \quad (1.5)$$

Dove $Q(E_{nr})$ è detto fattore di quenching assoluto e in genere dipende dall'energia dei NR, E_{nr} .

Come anticipato, gli esperimenti di ricerca diretta cercano di rilevare la DM che è ipotizzata essere distribuita in modo isotropo nella nostra galassia. Infatti il sistema Terra-Sole, ruotando attorno al centro galattico attraversa l'alone di DM che è presente nella nostra galassia. Quindi un osservatore sulla Terra, dovrebbe poter rivelare un vento apparente di particelle di DM. A tale scopo, sono necessari rivelatori con grandi masse, in grado di acquisire sufficiente statistica, e abbastanza sensibili per riuscire a discriminare un segnale di DM dai numerosi fondi.

Nei prossimi paragrafi saranno descritti più in dettaglio alcuni aspetti dei metodi di rivelazione diretta.

Cinematica

Poiché la velocità di rotazione della Terra nella nostra galassia è di ~ 220 km/s, possiamo assumere che anche le particelle di DM abbiano una velocità simile. Se consideriamo una WIMP di massa $\sim 100 \text{ GeV}/c^2$, da semplici considerazioni cinematiche, la sua energia cinetica sarà dell'ordine ~ 30 keV. Una prima stima dell'energia che una WIMP trasferisce a un nucleo può essere ottenuta considerando l'interazione

come un urto elastico frontale. In questa approssimazione si può verificare che il rapporto fra l'energia cinetica di rinculo del nucleo K_N e della WIMP K_{DM} è:

$$\frac{K_N}{K_{DM}} = \frac{4m_{DM} m_N}{(m_{DM} + m_N)^2} \quad (1.6)$$

Poiché la principale grandezza misurabile in un esperimento è K_N , è necessario scegliere il materiale del rivelatore in modo tale da massimizzare il valore di tale osservabile. È facile verificare che il massimo valore di K_N si ha quando $m_N \sim m_{DM}$ e quindi è preferibile scegliere nuclei di massa comparabile alla massa della WIMP che si vuole osservare. Per lo stesso motivo sarà molto difficile riuscire a costruire un unico rivelatore in grado di osservare WIMP a diverse scale di massa.

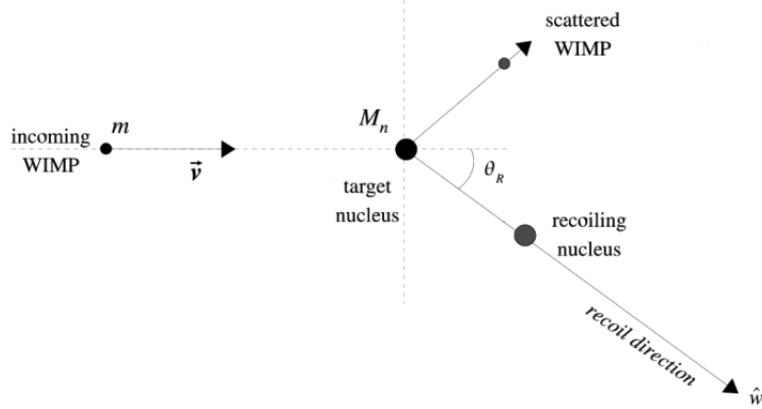


Figura 1.5. Schema di un urto elastico WIMP-nucleo[7].

Nel caso generico in cui l'angolo di diffusione è θ_R , si avrà invece:

$$K_N = \frac{\mu^2 v_{DM}^2}{m_N} (1 - \cos \theta_R) \quad (1.7)$$

Dove $\mu = m_N m_{DM} / (m_N + m_{DM})$ è la massa ridotta del sistema e v_{DM} è la velocità della particella di DM rispetto al nucleo.

Nel caso $\theta_R = \pi$ si ottiene il risultato di urto frontale, appena discusso. In Figura 1.5 è rappresentata la cinematica di un urto elastico WIMP-nucleo.

Frequenza attesa del segnale

La frequenza attesa di eventi di segnale in un intervallo di energia di rinculo tra E_1 e E_2 può essere scritta come:

$$N_{E_1-E_2} = \sum_i \int_{E_1}^{E_2} \frac{dR_i}{dE_R} \xi_i(E_R) dE_R \quad (1.8)$$

La somma su i rappresenta una somma su tutti i diversi nuclei nel rivelatore; dR_i/dE_R è la frequenza di interazione per unità di massa e per unità di tempo per il nucleo i -esimo, e $\xi_i(E_R)$ è l'esposizione effettiva, che dipende dalle caratteristiche del rivelatore, ovvero:

$$\xi_i(E_R) = M_i T_i \varepsilon_i(E_R) \quad (1.9)$$

Dove T_i è la durata della presa dati, M_i è la massa che è attiva nel tempo T_i , e $\varepsilon_i(E_R)$ è l'efficienza di rivelare un NR con una certa energia di rinculo E_R . La frequenza di interazione può essere scritta come:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho \sigma_0 |F(E_R)|^2}{2m_{DM}\mu^2} \int_{v > v_{min}} \frac{f(\vec{v}, t)}{v} d^3v \quad (1.10)$$

La dipendenza dalle proprietà locali, astrofisiche, della DM è contenuta nell'integrale della distribuzione delle velocità $f(\vec{v}, t)$ (generalmente assunta maxwelliana), e nella densità locale di DM ρ che è ipotizzata omogenea in prima approssimazione. La velocità v_{min} è la velocità minima per produrre un rinculo di energia E_R , ovvero: $v_{min} = \sqrt{E_R m_N / 2\mu^2}$. Il termine $F(E_R)$ è il fattore nucleare, e quindi è una grandezza che dipende dal tipo di nucleo bersaglio, ovvero dal tipo di rivelatore. Infine σ_0 è la sezione d'urto dell'interazione che è solitamente calcolata a partire da teorie di campo che descrivono le interazioni tra WIMP e quark (e gluoni).

La sezione d'urto σ_0 d'interazione tra una particella di DM e un nucleo può essere separata in due parti: dipendente dallo spin (SD) e indipendente dallo spin (SI). Tale differenziazione dipende dal tipo di interazione che può avere una componente vettoriale o scalare (da cui la sezione d'urto SI), oppure un'interazione assiale-vettoriale (che genera una sezione d'urto SD). Quindi, in generale, si avrà:

$$\sigma_0 = \sigma_{SI} + \sigma_{SD} \quad (1.11)$$

La sezione d'urto SI ha un'importante dipendenza dal quadrato del numero di massa A del nucleo, ed è quindi preferibile usare nuclei pesanti come bersagli. Allo stesso tempo è importante scegliere nuclei che abbiano anche una sezione d'urto SD non nulla, in modo da essere sensibili a entrambe le tipologie di interazione.

La frequenza attesa di eventi di segnale con un esperimento di rivelazione diretta si può ricavare dalle espressioni fin qui descritte e in genere è dell'ordine di 1 evento/(kg anno). Pertanto è necessario costruire rivelatori con grandi masse sensibili e raccogliere dati per diversi anni.

Modulazione annuale

Una caratteristica della frequenza attesa di eventi di segnale è la presenza di una modulazione annuale. Infatti, per via del moto di rivoluzione della Terra attorno al Sole, la velocità del vento apparente di WIMP sulla Terra dovrebbe variare con un ciclo di 12 mesi. In Figura 1.6 è rappresentato tale moto della Terra rispetto al Sole e rispetto all’alone di DM. L’andamento della velocità della Terra (componente parallela al piano galattico) rispetto alla DM può essere scritto come[1]:

$$v_T = v_{\odot} + v_{\oplus} \cos(\theta) \cos \left[\frac{2\pi}{T}(t - t_0) \right] \quad (1.12)$$

Dove v_{\odot} è la velocità del Sole (~ 220 km/s), v_{\oplus} è la velocità orbitale della Terra attorno al Sole (~ 30 km/s), θ è l’angolo di inclinazione tra l’orbita terrestre e il piano galattico ($\sim 60^\circ$), T è pari a un anno solare, e t_0 è la fase, in modo tale da avere il massimo il 2 giugno e il minimo il 2 dicembre, quando v_{\odot} e v_{\oplus} sono rispettivamente parallele e antiparallele.

Poiché la velocità della DM influisce sulla frequenza attesa di eventi, la modulazione annuale della velocità di DM dovrebbe causare una modulazione annuale del segnale, che in generale può essere espressa così:

$$S(t) = B + S_0 + S_M \cos[\omega(t - t_0)] \quad (1.13)$$

Dove B è il fondo che si suppone essere costante durante l’anno, S_0 è un segnale non modulato e S_M che un segnale modulato. La modulazione attesa del segnale è di $\sim 5\%$, ovvero circa il rapporto v_{\oplus}/v_{\odot} .

L’osservazione di tale modulazione costituirebbe un’importante evidenza della presenza di DM nella nostra galassia.

Fondi

Il fondo principale è costituito da ER dovuti dall’interazione elettromagnetica di radiazione β e γ con gli elettroni atomici del bersaglio. Le sorgenti di tale fondo sono la radioattività ambientale e la radioattività residua dei materiali che costituiscono il rivelatore. La radioattività ambientale è dovuta alle seguenti componenti:

- **Radioisotopi naturali:** provenienti dalle catene di decadimento di ^{238}U ^{232}Th e dai loro prodotti come ^{40}K e ^{214}Pb ;
- **Isotopi antropogenici:** come ^{85}Kr , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{110}Ag che sono generati all’attività dell’uomo (es. centrali nucleari);
- **Isotopi cosmogenici:** derivanti dall’interazione dei raggi cosmici con l’atmosfera (esempio ^{39}Ar e ^3H).

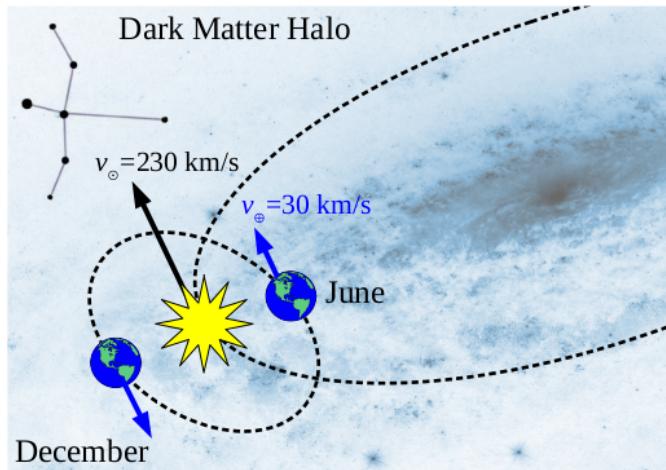


Figura 1.6. Illustrazione del sistema Terra-Sole in rotazione attorno al centro galattico e attraverso l’alone di materia oscura nella direzione della costellazione del Cygno. La modulazione attesa del segnale di DM sarebbe indotta dalla variazione della somma vettoriale delle velocità nel corso di un anno.

Un altro fondo è costituito da NR dovuti all’interazione di neutroni. I neutroni possono avere origine radiogenica, se emessi da nuclei in seguito alla cattura di una particella α , oppure possono avere origine cosmogenica, se sono liberati per spallazione da muoni energetici ($E > 40$ GeV) che riescono a raggiungere le regioni vicine al rivelatore. Poiché i neutroni cosmogenici sono altamente energetici, con un elevato cammino libero medio, risultano difficili da schermare. Tuttavia i neutroni, a differenza di una WIMP, possono interagire più volte nel rivelatore e quindi possono essere, in parte, identificati in fase di analisi (le WIMP hanno sezione d’urto troppo bassa per produrre più NR in un evento).

Infine vi è il fondo di neutrini solari che possono produrre ER e NR. Per via delle loro basse energie, i NR prodotti dai neutrini solari risultano estremamente difficili da distinguere rispetto ai NR generati da WIMP.

Per ridurre i fondi si applicano diverse strategie. Si fa uso di schermi passivi, costituiti da materiali ad alto Z (es. Pb, Cu), per massimizzare l’effetto fotoelettrico e assorbire i fotoni, oppure materiali densi a base di idrogeno (es. il polietilene), o acqua, per massimizzare le interazioni con i neutroni.

Il fondo di neutroni cosmici è ridotto conducendo gli esperimenti in località sotterranee dove il flusso di muoni cosmici è ridotto notevolmente. In Figura 1.7 è riportato il flusso di muoni per differenti laboratori sotterranei. I pochi raggi cosmici che riescono a raggiungere il rivelatore possono essere identificati da schermi attivi, ovvero rivelatori ausiliari esterni (es. piani a scintillazione) usati in anticoincidenza[8].

Per diminuire la radioattività residua dei materiali si applica una scelta accurata

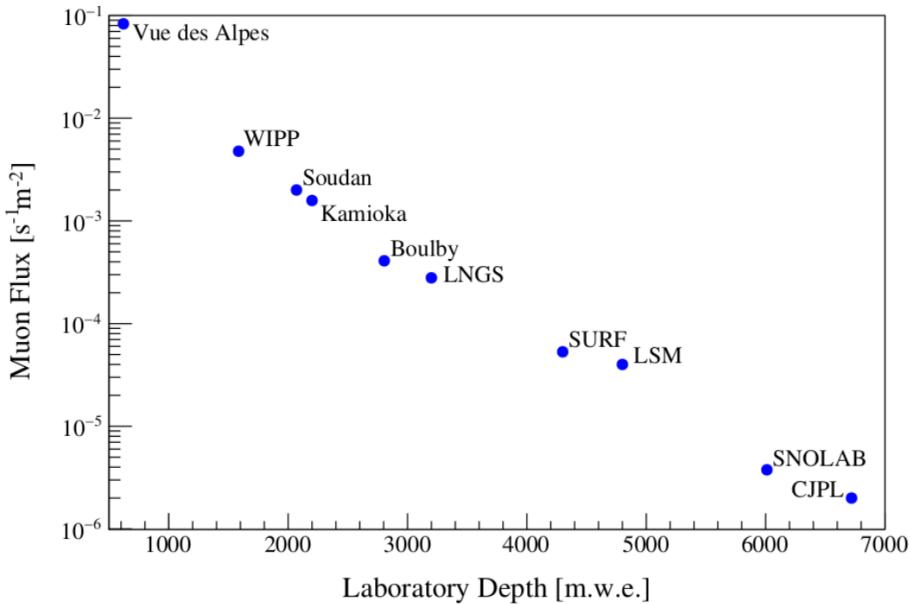


Figura 1.7. Flusso di muoni cosmici per diversi laboratori sotterranei (la profondità è misurata in metri di acqua equivalenti). Un incremento della profondità da 600 m a 7000 mm attenua il flusso di 4 ordini di grandezza[3].

dei materiali grazie a simulazioni Monte Carlo.

Un ulteriore metodo per ridurre il fondo è la fiducializzazione, ovvero la scelta di osservare solo una parte del volume sensibile, in cui è meno probabile osservare interazioni dovute alla radioattività residua. Un esempio dell'effetto della fiducializzazione è riportato in Figura 1.8.

Infine, parte del fondo può essere identificato in fase di analisi (reiezione attiva), assumendo alcune proprietà del segnale di una WIMP. Ad esempio, data la bassa sezione d'urto delle WIMP, è ragionevole assumere che sia molto improbabile osservare più NR in un evento di segnale, quindi gli eventi con più NR sono scartati. Anche la discriminazione tra NR ed ER avviene durante l'analisi, e può essere effettuata sulla base delle proprietà della traccia (es. larghezza, lunghezza, densità), come varrà e come verrà descritto nel capitolo 5.

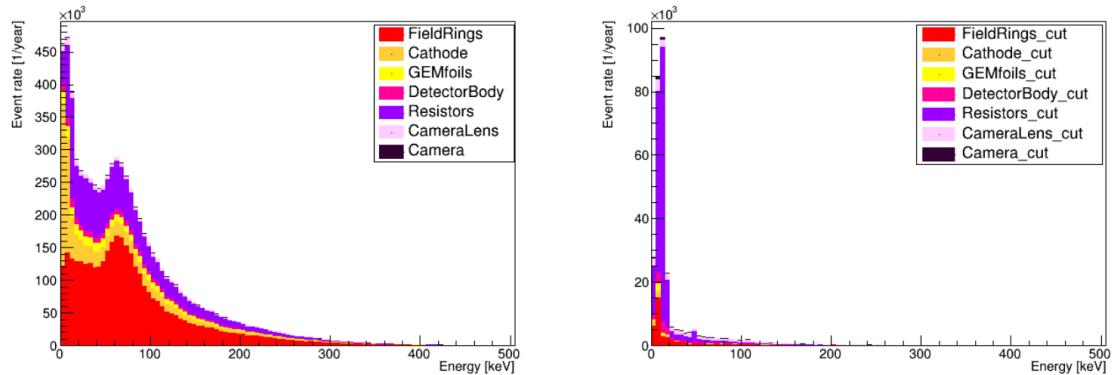


Figura 1.8. Simulazione dello spettro energetico del fondo dovuto alla radiazione residua di diversi componenti del rivelatore LIME (collaborazione CYGNO), senza fiducializzazione (sinistra) e con una fiducializzazione del 23% del volume sensibile (destra). La fiducializzazione permette di rimuovere il 96% del fondo, riducendone la frequenza attesa a $\sim 10^4$ ev/anno[9].

Limiti superiori

Sebbene nessun esperimento di rivelazione diretta abbia fino a oggi rivelato un segnale di WIMP¹, molti esperimenti hanno imposto limiti superiori nello spazio dei parametri $m - \sigma$. In Figura 1.9 sono rappresentati i risultati per sezioni d’urto SI. I vincoli sulla sezione d’urto sono tanto migliori quanto è più alta l’esposizione effettiva dell’esperimento. Invece i vincoli per masse sopra la scala di $O(GeV/c^2)$ sono imposti da esperimenti con bersagli pesanti come Xenon, LUX e PandaX. Tuttavia rimangono due grandi limiti. Il primo è relativo al fatto che anche aumentando l’esposizione effettiva (tempi di esposizione e masse dei rivelatori), non si riuscirebbe a scendere al di sotto la regione del *neutrino-floor*, in cui i neutrini solari costituiscono un fondo irriducibile con le attuali tecniche di rivelazione (conteggio di eventi e modulazione annuale). Il secondo limite invece è nella regione di basse masse, $1\ GeV/c^2 < m_{DM} < 10\ GeV/c^2$, in cui è necessario sviluppare maggiori sensibilità energetiche o usare bersagli più leggeri. Una possibile soluzione, come spiegato nel prossimo paragrafo, è offerta da nuovi esperimenti che usano tecniche direzionali.

¹L’esperimento DAMA da diversi anni osserva la modulazione annuale, ma la regione dei parametri corrispondente è stata esclusa da diversi esperimenti.

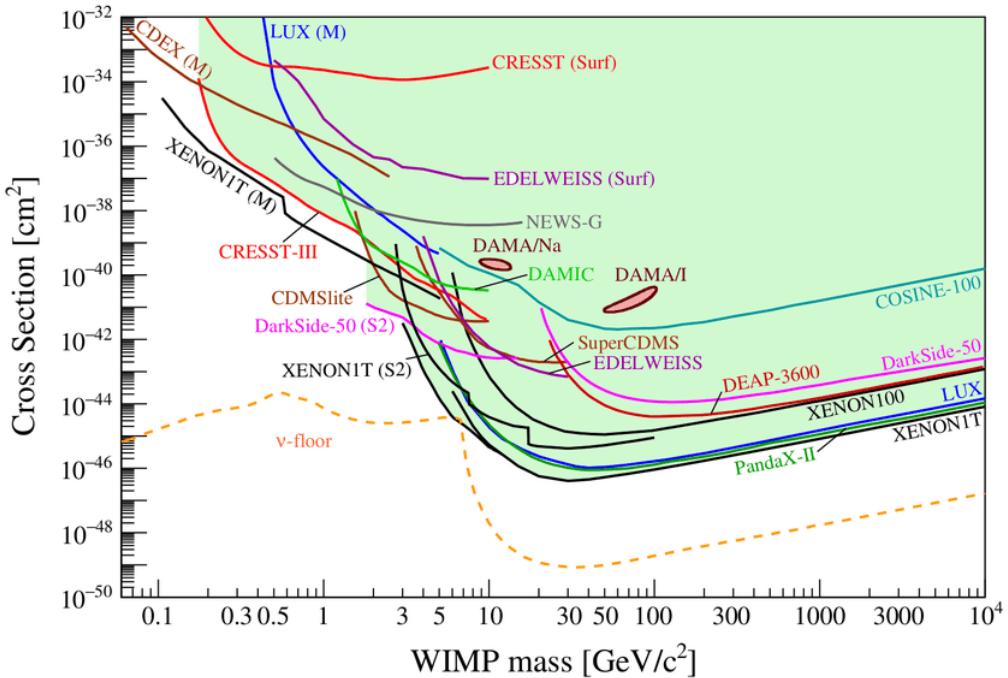


Figura 1.9. Diagramma di esclusione con i limiti superiori trovati da esperimenti di rivelazione dirette (per sezione d’urto spin-indipendente). Sono rappresentate anche le due regioni in cui l’esperimento DAMA ha trovato un segnale, che invece è escluso da diversi altri esperimenti[8].

1.4 Le tecniche direzionali

Oltre alla modulazione annuale del segnale dovuta alla rotazione della Terra attorno al Sole, è prevista anche una modulazione su base diurna della direzione di provenienza della DM, come conseguenza del moto di rotazione della Terra attorno al proprio asse. Infatti, l’asse di rotazione terrestre è orientato a 48° rispetto alla direzione del vento apparente di DM, e ciò permetterebbe a un osservatore sulla Terra di osservare una variazione di direzione del vento di $\sim 96^\circ$ ogni 12 ore. L’ampiezza della modulazione dipenderebbe dall’angolo relativo tra il sistema di riferimento del laboratorio e l’asse della Terra, come mostrato in Figura 1.10.

Tale effetto permetterebbe, in teoria, di discriminare le interazioni di neutrini solari da quelle di WIMP e quindi esplorare regioni dello spazio dei parametri a basse sezioni d’urto e a basse masse, a patto di usare nuclei sufficientemente leggeri come bersagli.

Per sfruttare la modulazione diurna è necessario costruire rivelatori con tecniche direzionali, ovvero in grado di ricostruire la direzione dei rinculi nucleari attesi dal segnale di DM. La sfida principale consiste nel riuscire a ricostruire in 2D o 3D tracce

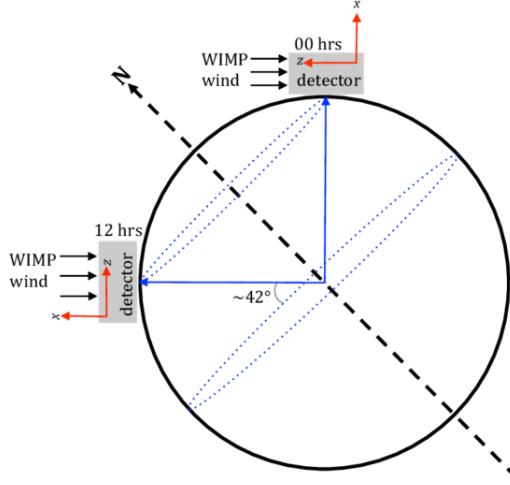


Figura 1.10. Rappresentazione del sistema Terra-laboratorio in rotazione attorno all’asse terrestre. La variazione della direzione del vento apparente di DM ogni 12 ore permetterebbe di discriminare il segnale dal fondo di neutrini solari[10].

estremamente piccole, $O(mm)$, in rivelatori gassosi o liquidi, e $O(\mu m)$ in rivelatori solidi.

I rivelatori per lo studio della direzionalità saranno prevalentemente gassosi e a bassa pressione ($\lesssim 1$ atm), perché la lunghezza della traccia dipende fortemente della densità del rivelatore, e tracce più lunghe facilitano la ricostruzione delle direzionalità. Inoltre, per raggiungere le risoluzioni energetiche necessarie, $O(1$ keV), si useranno sistemi con elevata granularità come le Time Projection Chamber (TPC).

La principale osservabile in tali esperimenti è la frequenza di eventi differenziale:

$$\frac{d^2r}{dE_R d\phi} \quad (1.14)$$

Dove ϕ è l’angolo tra la direzione dei NR e la direzione attesa delle WIMP. Tale distribuzione è attesa avere un massimo quando la velocità della Terra è parallela alla velocità del Sole (che punta verso la costellazione del Cygno).

In Figura 1.11 è riportata una simulazione della distribuzione angolare di ER indotti da neutrini solari per la quale risulta evidente che una risoluzione angolare di $\sim 30^\circ$ sarebbe sufficiente per ridurre notevolmente il fondo.

I rivelatori con tecniche direzionali costruiti fino a oggi non hanno ancora raggiunto delle masse sufficientemente grandi per risultare competitivi rispetto ai rivelatori che applicano tecniche standard. Nonostante ciò, i risultati dei primi prototipi sono incoraggianti.

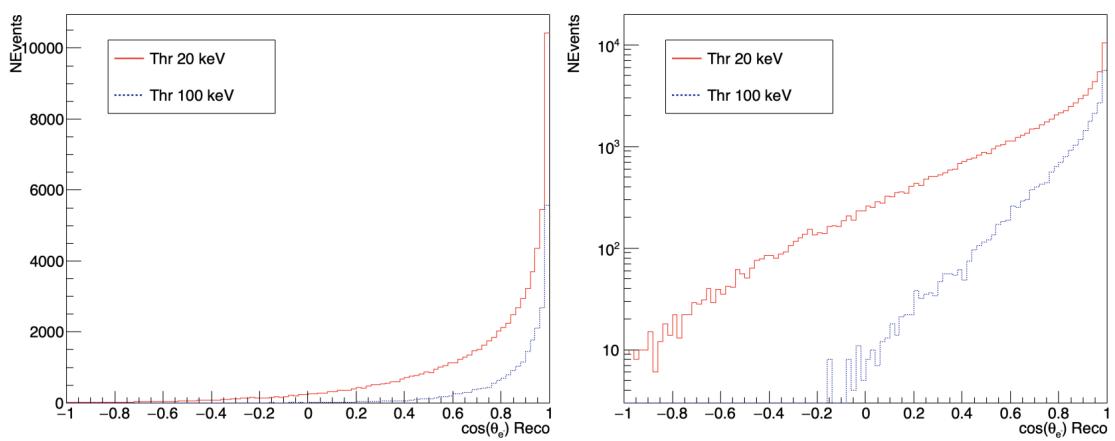


Figura 1.11. Simulazione della distribuzione angolare per ER indotti da neutrini solari per soglie in energia di 20 keV e 100 keV (a destra, scala logaritmica)[11].

Capitolo 2

Il progetto CYGNO

Nel contesto della ricerca di materia oscura diretta con tecniche di rivelazione direzionale, nasce il progetto CYGNO.

2.1 Obiettivi e sviluppo

L’obiettivo attuale della collaborazione CYGNO per il 2023 è la costruzione di un rivelatore di $1\ m^3$ (CYGNO_1). Successivamente la collaborazione mira alla costruzione di un rivelatore modulare di $30\ m^3$ (CYGNO_30) che possa eventualmente contribuire a una rete globale di altri rivelatori simili (CYGNUS), al fine di raggiungere la massa necessaria per potere rivelare un segnale di DM o per mettere dei nuovi limiti superiori, $O(1000\ Kg)$. Il rivelatore CYGNO_1, oltre a dimostrare la scalabilità dell’approccio sperimentale, studierà il fondo di neutroni da radioattività ambientale nella località in cui CYGNO_30 verrà installato (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, LNGS). In Figura 2.1 è riportata la tabella di marcia della collaborazione.

L’obiettivo primario consiste nella ricerca di segnali di WIMP per accoppiamenti SI e SD, nella regione di massa $O(\text{GeV})$ grazie alla riduzione del fondo di neutrini solari con tecniche direzionali. Con un volume di $1000\ m^3$ e 6 anni di presa dati si potrebbero raggiungere sezioni d’urto $O(10^{-43}\ cm^2)$ e masse dell’ordine di 10-100 GeV[8]. Altri rami di ricerca riguarderanno la caratterizzazione del flusso di neutrini solari a basse energie con informazioni direzionali e in generale lo studio di eventi rari.

Ad oggi, la collaborazione sta concludendo una fase di ricerca e sviluppo (R&D) iniziata nel 2016, che ha portato alla costruzione di tre prototipi: ORANGE (2016), LEMON (2018) e LIME (2020).

Gli obiettivi per il prototipo LIME, in termini di prestazioni, sono:

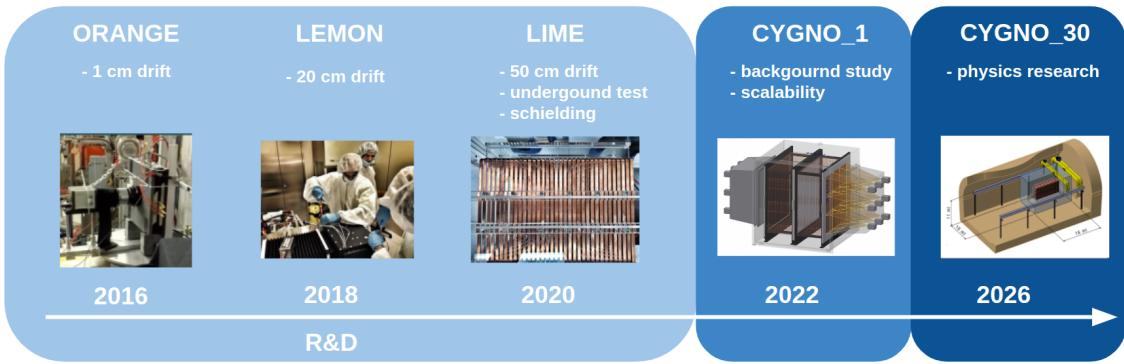


Figura 2.1. Tabella di marcia per del progetto CYGNO con riportato l’anno indicativo di costruzione di ogni rivelatore.

- Soglia in energia di O(keV) sui NR;
- Ricostruzione 3D delle tracce con determinazione testa-coda;
- Fiducializzazione 3D;
- Efficienza sul fondo di ER O(10^6).

2.2 Time Projection Chamber (TPC) a lettura ottica

Per raggiungere i suoi obiettivi, CYGNO¹ utilizza una *Time Projection Chamber* (TPC) con un sistema di amplificazione costituito da uno strato di 3 GEM con lettura ottica. Nei prossimi paragrafi verranno spiegati i principi di funzionamento e i vantaggi di questi sistemi.

2.2.1 La TPC

Una TPC è generalmente costituita da quattro parti: un volume sensibile di gas (generalmente gas nobili come Ar o Xe) che al passaggio di una particella carica viene ionizzato; un piano catodico ad alta tensione da un lato del rivelatore per generare un campo elettrico di deriva attraverso tutto il rivelatore; un anodo sul piano apposto dove raccogliere e amplificare il segnale elettrico generato (es. piani di fili o GEM che possiedono un’alta granularità); una gabbia di campo (*field cage*) tra il catodo e l’anodo per mantenere uniforme il campo elettrico nella TPC, così

¹Con CYGNO si intende la famiglia dei prototipi e rivelatori della collaborazione CYGNO

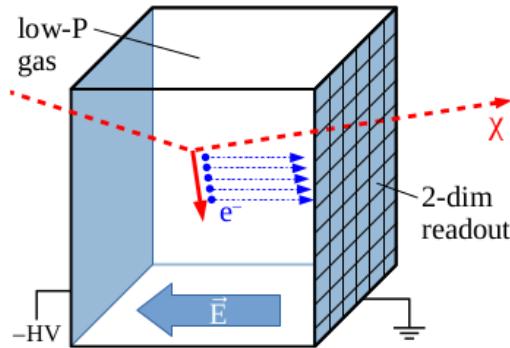


Figura 2.2. Schema di una TPC per misure direzionali, riempita di gas a bassa pressione e un sistema di lettura ad alta granularità all'anodo.

che le traiettorie degli elettroni (o degli ioni) di deriva devono il meno possibile dal percorso più breve tra il punto di ionizzazione e il piano dell'anodo. Uno schema di una TPC per la ricerca di DM è rappresentato in Figura 2.2.

In una TPC, la ricostruzione della traccia in due dimensioni avviene all'anodo, mentre la terza dimensione può essere ottenuta dalla misura del tempo di arrivo degli elettroni di deriva, e conoscendo il valore della velocità di deriva.

Velocità di deriva e diffusione

Per via delle collisioni tra gli elettroni di ionizzazione e gli atomi del gas, la velocità di deriva è costante e proporzionale dal campo elettrico:

$$v = \mu E = \frac{qE\tau}{m} \quad (2.1)$$

Dove q , m e μ sono rispettivamente la carica, la massa e la mobilità della particella che deriva (ione o elettrone), τ il tempo medio tra gli urti, ed E è il campo elettrico. Per poter ricostruire la traccia lungo la direzione di deriva è quindi necessario mantenere uniforme e costante il campo elettrico in tutto il volume.

Poiché gli elettroni (e gli ioni) nel loro moto urtano contro le molecole del gas, la direzione della loro velocità di deriva subisce una variazione rispetto alla direzione del campo elettrico. In prima approssimazione, la deviazione è isotropa, quindi una nuvola di elettroni inizialmente puntiforme al tempo $t = 0$ sarà descritta da una funzione di distribuzione di densità gaussiana:

$$n(x, y, z) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2 vt} \right)^3 \exp \left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - vt)^2}{2\sigma^2 vt} \right) \quad (2.2)$$

Dove σ è il coefficiente di diffusione, e \hat{z} è la direzione di deriva.

Sperimentalmente, si osserva che il fenomeno di diffusione nella direzione parallela al campo elettrico (longitudinale) è differente rispetto al piano trasverso. Pertanto la distribuzione può essere meglio scritta come:

$$n(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_L^2 vt}} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_T^2 vt}} \right)^2 \exp \left(-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma_T^2 vt} - \frac{(z - vt)^2}{2\sigma_L^2 vt} \right) \quad (2.3)$$

Dove σ_L e σ_T sono rispettivamente i coefficienti di diffusione longitudinale e trasversale[12].

La miscela di gas

La scelta della miscela di gas per una TPC dipende dal tipo di fisica che si vuole studiare.

La miscela di CYGNO è costituita da He e CF₄. L'He aumenta la sensibilità per le WIMP a basse masse, O(GeV). Il CF₄ permette di osservare interazioni dipendenti dallo spin, e al tempo stesso è un ottimo materiale scintillante, con uno spettro di elettroluminescenza che presenta un picco per le lunghezze d'onda per le quali i sensori luminosi al silicio (CCD e CMOS) hanno maggiore efficienza quantica ($\sim 600 nm$). Le prestazioni migliori sono state trovate per una miscela di He e CF₄ in proporzione 60:40. La possibilità di poter mantenere il gas a temperatura e pressione ambiente permette di ridurre i costi, non dovendo raffreddare o sigillare sottovuoto il gas.

Vantaggi e limitazioni

I principali vantaggi nell'uso di TPC in CYGNO sono la capacità di poter instrumentare grandi volumi a un prezzo contenuto (rispetto, ad esempio, ai tracciatori al silicio) e la possibilità di ricostruire in 3D le tracce con buone risoluzioni.

Una delle maggiori limitazioni delle TPC è l'elevato *tempo morto* 0(100 μs). Tale problematica non è però rilevante per esperimenti che studino eventi rari, come CYGNO. Sono inoltre presenti alcune difficoltà operative legate alla gestione delle TPC, come il mantenimento del campo elettrico di deriva a un valore costante nel tempo, e il costante controllo della miscela di gas, nonché dei parametri ambientali, come pressione e temperatura del laboratorio.

2.2.2 Lo stadio di amplificazione

Il sistema di amplificazione delle TPC in CYGNO è un triplo strato di GEM.

Le GEM

I *Gas Electron Multiplier* (GEM) sono *micro-pattern gas detector* che possono essere usati per il tracciamento ad alta risoluzione di particelle. In tali dispositivi gli elettroni di ionizzazione prodotti nel volume attivo di gas sono moltiplicati attraverso i singoli canali in cui è presente un intenso campo elettrico.

I principali vantaggi dell'uso delle GEM sono la possibilità di instrumentare larghe superfici (ovvero grandi volumi) ottenendo ottime risoluzioni spaziali.

Un esempio standard di GEM è una pellicola di kapton di spessore $\sim 50 \mu\text{m}$, rivestito di uno strato di rame ($\sim 5 \mu\text{m}$) con fori ad alta densità superficiale. I fori hanno una forma biconica con un diametro che va da $\sim 70 \mu\text{m}$ a $\sim 150 \mu\text{m}$. In Figura 2.3 è riportato un ingrandimento di una GEM.

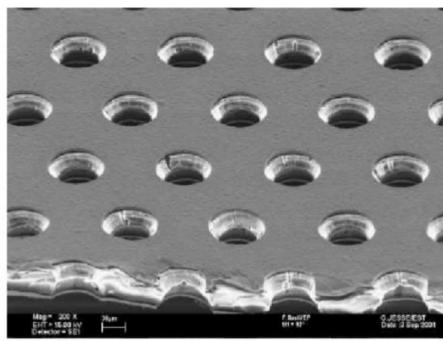


Figura 2.3. Lamina GEM osservata da un microscopio elettronico[13].

Applicando una differenza di potenziale di $\sim 500 \text{ V}$ tra i due lati di rame, si produce un campo elettrico di circa $\sim 100 \text{ kV/cm}$ all'interno dei fori. Il passaggio di uno o più elettroni in un canale della GEM provoca un cascata di elettroni secondari prodotti per ionizzazione del gas (lo stesso della TPC). Assieme agli elettroni secondari sono prodotti per elettroluminescenza fotoni che possono essere rivelati da un sensore ottico. In Figura 2.4 è rappresentato il profilo trasversale di una GEM e la simulazione della passaggio e moltiplicazione di due elettroni.

Guadagno e trasparenza

Le due principali proprietà di una GEM sono la sua trasparenza elettronica e il suo guadagno. La trasparenza elettronica rappresenta la probabilità per un elettrone di attraversare un canale della GEM. Infatti, alcuni elettroni possono colidere con l'elettrodo superiore della GEM (lo strato superiore di rame). Il rapporto tra gli elettroni entranti nel canale e gli elettroni sopra la GEM è definito come efficienza di raccolta ϵ_{coll} . Alcuni elettroni possono invece essere persi all'interno del kapton

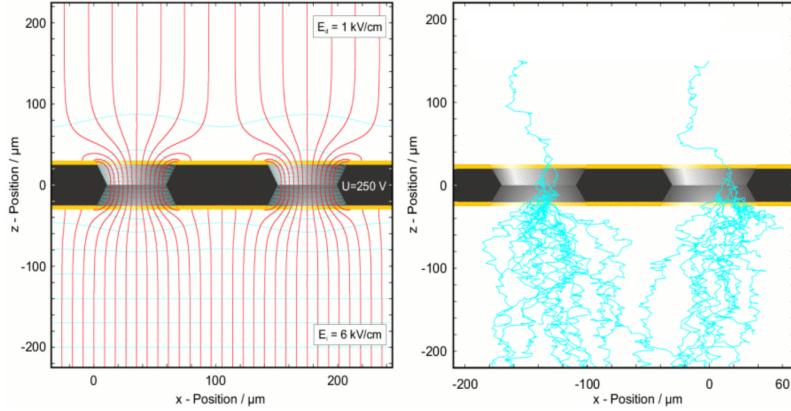


Figura 2.4. Rappresentazione di una GEM. A sinistra le linee di campo in due canali. A destra un simulazione del percorso di due elettroni primari e dei secondari prodotti per moltiplicazione nei canali[14].

all'interno della GEM, oppure possono colpire il lato inferiore della GEM se la capacità di estrazione del campo elettrico sotto al GEM non è sufficientemente elevata. La probabilità che un elettrone entrante nel canale riesca a uscirne è detta efficienza di estrazione, ϵ_{estr} . La trasparenza elettronica in generale dipende dalla tensione applicata alla GEM ed è definita come:

$$T(\Delta V) = \epsilon_{coll}(\Delta V) \epsilon_{estr}(\Delta V) \quad (2.4)$$

Il guadagno rappresenta il numero di elettroni secondari generati dalla GEM per un singolo elettrone primario, e il suo valore medio può essere ottenuto considerando che il numero di coppie ione-elettrone prodotte (in un canale) lungo un percorso dz sia linearmente proporzionale al numero di elettroni nel canale:

$$\frac{dn}{dz} = \alpha(E)n \quad (2.5)$$

Dove $\alpha(E)$ è detto primo coefficiente di Townsend ed è una funzione del campo elettrico E nel canale. Assumendo una dipendenza lineare dal campo, $\alpha(E) = \alpha E$, il guadagno intrinseco per una GEM di spessore Δz è una funzione esponenziale della differenza di pontenziale ΔV applicata:

$$G_{intr} = \exp\left(\int_{\Delta z} \alpha E dz\right) = e^{\alpha \Delta V} \quad (2.6)$$

con α dipendente dall'miscela di gas. Tenendo in considerazione la trasparenza elettronica $T(\Delta V)$, si ottiene il guadagno effettivo:

$$G_{eff}(\Delta V) = T(\Delta V) \cdot e^{\alpha \Delta V} \quad (2.7)$$

In molti casi, si usa un sistema di più GEM per aumentare il guadagno e ridurre la probabilità di scariche, dovute a elevate differenze di potenziale applicate alle GEM. Nel caso di CYGNO si usa un sistema di tre GEM a distanza $\sim 1\text{ mm}$ l'una dall'altra. In sistemi di più GEM è necessario un accurato studio dei campi elettrici negli strati intermedi (*transfer gap*) per ottimizzare la trasparenza elettronica di ogni GEM. Il guadagno medio totale di un sistema di tre GEM è semplicemente il prodotto delle singole GEM:

$$G_{tot} = G_{eff}^{(1)} \cdot G_{eff}^{(2)} \cdot G_{eff}^{(3)} \quad (2.8)$$

2.2.3 La lettura ottica

La luminescenza dei gas durante l'elettromoltiplicazione nelle GEM è il processo in cui le molecole del gas possono essere eccitate ed emettere fotoni. La rivelazione della luce nel processo di elettromoltiplicazione, tramite sensori di luce al silicio (CCD e CMOS), offre i seguenti vantaggi:

- ottima granularità, stabilità e basso rumore;
- disponibilità sul mercato;
- installazione al di fuori del volume sensibile di gas riducendo interferenze elettromagnetiche e contaminazioni.

Inoltre, l'uso di apposite lenti permette di instrumentare larghe aree $O(1\text{ m}^2)$ con un singolo sensore.

In Figura 2.5 è rappresentato un esempio di sistema a lettura ottica per un triplo strato di GEM.

In CYGNO, si usano sensori ottici CMOS, preferibili rispetto ai CCD per via del minore rumore (meno di 2 elettroni di RMS per pixel).

Uno svantaggio della lettura ottica in una TPC riguarda l'impossibilità di ricostruire il profilo della traccia lungo la direzione di deriva \hat{z} . Tuttavia questa difficoltà può essere superata usando sistemi ausiliari. Ad esempio, in CYGNO si usano dei PMT laterali che leggono la luce di scintillazione. Un'altra problematica tipica dei sistemi di lettura ottica è la vignettatura (*vignetting*), ovvero la riduzione della luminosità dell'immagine alla periferia rispetto al centro. Questa distorsione è causata dalla dipendenza angolare con cui la luce incide il sensore: la luce incidente perpendicolarmente produce un segnale maggiore al centro del sensore rispetto alla luce che incide in maniera obliqua nelle zone periferiche del sensore. Tuttavia l'effetto può essere facilmente ridotto in fase di analisi delle immagini.

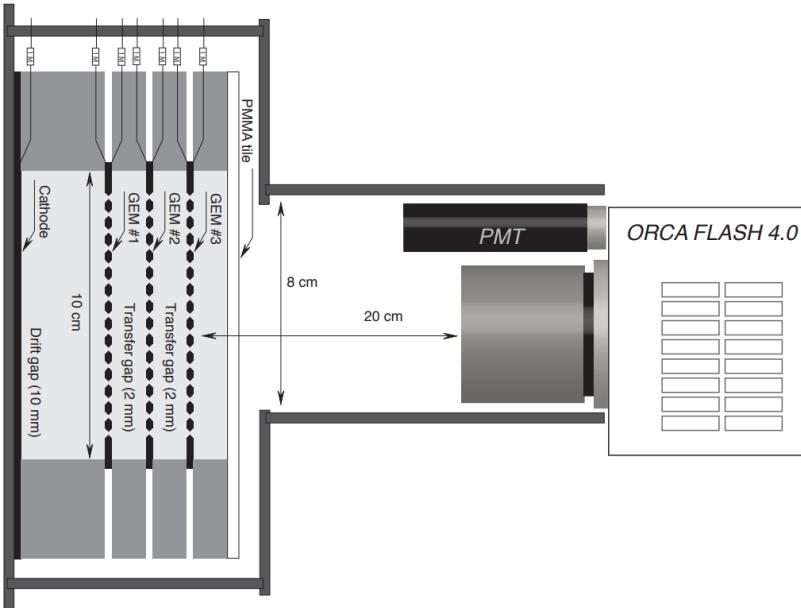


Figura 2.5. Schema, non in scala, del sistema di lettura ottica per il prototipo ORANGE. Il PMT frontale è usato come trigger, e non è presente nei rivelatori più recenti (es. LIME)[15].

2.3 Prototipo LIME

I prototipi ORANGE e LEMON hanno permesso di ottimizzare alcune caratteristiche di base per CYGNO, quali: la miscela di gas, il sistema di amplificazione e la stabilità del sistema. Il prototipo LIME ha invece lo scopo di dimostrare la possibilità di raggiungere le prestazioni necessarie per i successivi stadi del progetto: soglia in energia di $0(\text{keV})$ ed efficienza sul fondo di $\text{ER } 0(10^6)$. Il raggiungimento di tali obiettivi motiverebbe gli sforzi per la costruzione del rivelatore CYGNO_1, di volume di 1 m^3 .

Il rivelatore LIME (Figura 2.6 e 2.7) è equipaggiato con un sistema di tre GEM di dimensioni $35 \times 35 \text{ cm}^2$ che amplificano il segnale generato in una regione di deriva di 50 cm corrispondente a un volume totale di circa 55 litri. Il sistema di lettura ottica è costituito da una fotocamera CMOS (Hamamatsu ORCA-Fusion con risoluzione 2304×2304 pixel) accoppiata al sistema di 3 GEM. Inoltre sono presenti quattro piccoli fotomoltiplicatori (PMT) laterali per ricostruire meglio la posizione e l'inclinazione delle tracce, riducendo al tempo stesso il rischio di sovrapposizione (*pile up*). Il volume di gas è racchiuso in una scatola di plexiglass di spessore 10 mm che fornisce la tenuta del gas. La gabbia che genera il campo elettrico (*field cage*) è costituita da anelli di rame con passo di 1 cm. Il campo elettrico di deriva nella TPC è di 1000 V/m. Come anticipato, la miscela di gas è HeCF_4 , 60:40 a una

pressione di 1 atm e il suo potenziale medio di ionizzazione di 0.0462 keV[11].



Figura 2.6. Immagine del rivelatore LIME presso i Laboratori Nazionali di Frascati: in alto a sinistra l'intero rivelatore in funzione; in basso a sinistra dettaglio degli anelli di rame della gabbia di campo; in alto a destra LIME all'interno la gabbia di Faraday, in basso a destra dettaglio del sistema di 3 GEM[11].

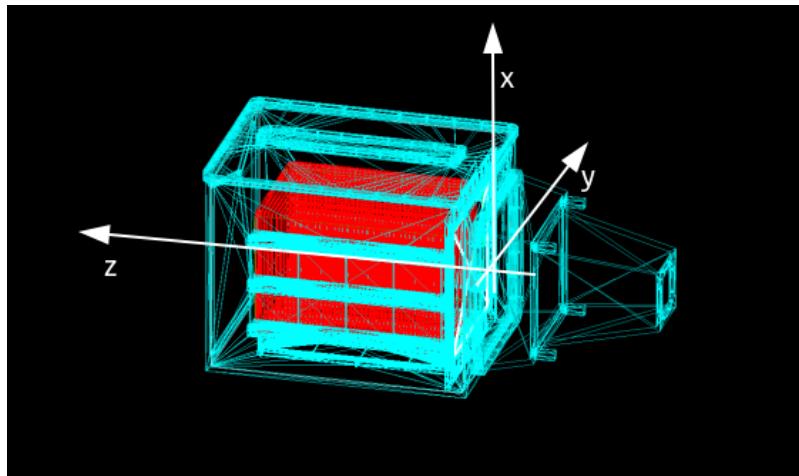


Figura 2.7. Modello del rivelatore LIME implementato in CAD. Sono riportati la fotocamera posta all'estremità destra del rivelatore, il volume sensibile di HeCF_4 (al centro, in rosso)[16].

Dopo una prima fase in cui LIME è stato in funzione ai Laboratori Nazionali di Frascati (LNF), ora il rivelatore si trova presso i Laboratori nazionali del Gran Sasso (LNGS) per una dimostrazione di fattibilità dell'esperimento. Inoltre, in tale località sarà possibile effettuare una misura del flusso di neutroni da radioattività ambientale.

2.4 La ricostruzione delle immagini

In CYGNO, grazie ai sensori ottici ad alta granularità, le proprietà della traccia come forma, dimensione e densità, possono essere sfruttate per identificare e discriminare i rinculi nucleari dai rinculi elettronici.

La ricostruzione delle immagini avviene nelle seguenti tre fasi:

1. **Pre-analisi:** viene sottratto il rumore della fotocamera, e viene rimosso l'effetto di vignettatura usando un'apposita mappa che aumenta la luminosità dei pixel sui bordi dell'immagine;
2. **Clustering:** viene applicato un algoritmo di clustering per identificare i pixel appartenenti a tracce diverse, ovvero cluster diversi;
3. **Analisi dei cluster:** vengono estratte le caratteristiche (*features*) di ogni cluster (es. integrale, lunghezza, larghezza, numero di pixel accesi);

L'algoritmo di clustering in CYGNO è una versione adattata dell'algoritmo DBSCAN (*Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise*).

2.4.1 Algoritmo DBSCAN

L’algoritmo DBSCAN nel caso bidimensionale (immagini CMOS di CYGNO) prende in input le coordinate (x, y) di un pixel acceso e restituisce un’etichetta corrispondente a un cluster (traccia) di appartenenza. Gli unici due parametri del DBSCAN sono ε , che specifica il raggio di *vicinato* rispetto a un dato punto, e $MinPts$, ovvero il numero minimo di punti per formare un cluster. L’algoritmo identifica le seguenti tre tipologie di punti, rappresentati in Figura 2.8:

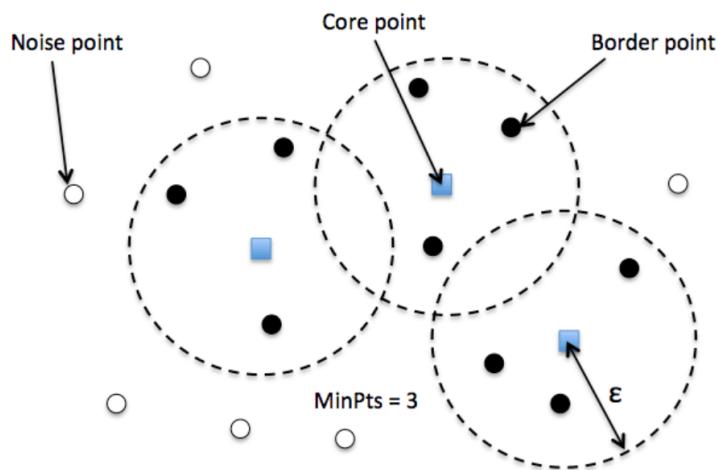


Figura 2.8. Rappresentazione grafica del funzionamento dell’algoritmo DBSCAN[17].

- **Core point**: un punto che ha almeno $MinPts$ punti all’interno del suo raggio ε ;
- **Border point**: un punto che si trova all’interno del raggio ε di un core point, ma ha meno di $MinPts$ di altri punti all’interno del proprio raggio ε ;
- **Noise point**: un punto che non è né un *core point* né un *border point*

L’algoritmo inizia visitando un punto casuale e calcolando il suo ε -vicinato (i punti che distano meno di ε). Se l’ ε -vicinato contiene un numero sufficiente di punti ($MinPts$) viene creato un nuovo cluster e il punto è un core point. Se ciò non avviene il punto viene etichettato come noise point e successivamente potrebbe essere ritrovato in un ε -vicinato entrando a far parte di un cluster come border point. Una volta che un punto è associato a un cluster anche i punti del suo ε -vicinato vengono associati a quel cluster. Il processo continua fino a quando non sono stati visitati tutti i punti.

Vantaggi e limitazioni

I principali vantaggi dell’algoritmo DBSCAN sono il numero ridotto di parametri (ε e $MinPts$) e la possibilità di non dover impostare a priori il numero di cluster da trovare (in genere il numero di tracce in un’immagine è variabile). Inoltre l’algoritmo possiede una nozione di rumore e riesce a identificare punti lontani e isolati (*outliers*) senza includerli nei cluster. Infine l’algoritmo è estremamente versatile dal momento che non vi sono vincoli sulla forma dei cluster.

Un principale svantaggio del DBSCAN risiede nella difficile applicabilità quando i dati in input hanno una dimensionalità elevata (*curse of dimensionality*): ad esempio, N punti in uno spazio 3D sono meno densi di N punti in uno spazio 2D, quindi la quantità di dati necessaria per ottenere buoni risultati cresce esponenzialmente con la dimensione. Per evitare tale problema, in CYGNO la luminosità dei pixel non è aggiunta come terza coordinata z , ma si replica z volte il punto (x, y) corrispondente a un pixel con z conteggi. Quindi l’algoritmo visiterà più volte i punti con maggiore luminosità.

Un secondo svantaggio del DBSCAN è il vincolo legato ai suoi parametri, ε e $MinPts$, che fissano la nozione di densità per l’algoritmo. Nel caso di CYGNO, tracce prodotte da diverse particelle possono avere differenti densità, e il DBSCAN potrebbe riconoscerle come un’unica traccia nel caso in cui si trovino sufficientemente vicine o sovrapposte nell’immagine. Per risolvere tale problema si applica più volte l’algoritmo usando diversi parametri, ε e $MinPts$, iniziando a identificare prima le tracce più dense e poi quelle meno dense. La necessità di dover eseguire più iterazioni rende però l’algoritmo di ricostruzione relativamente lento, specialmente quando il numero di tracce in un’immagine è elevato[18].

In Figura 2.9 è mostrato il risultato grafico del processo di clustering effettuato con l’algoritmo DBSCAN adattato per CYGNO e LIME.

2.4.2 Analisi dei cluster

Una volta identificati, i cluster sono analizzati e diverse loro proprietà sono estrapolate. Tali proprietà sono poi usate in fase di analisi, ad esempio, per discriminare un ER da un NR.

Per ogni cluster alcune delle principali proprietà calcolate sono qui riportate con il nome originale con cui sono definite nel codice di ricostruzione:

- ***integral***: somma di tutti i pixel;
- ***nhits***: numero di pixel con un valore maggiore di zero;
- ***tgaussamp/lgaussamp***: ampiezza del profilo gaussiano trasversale/longitudinale;

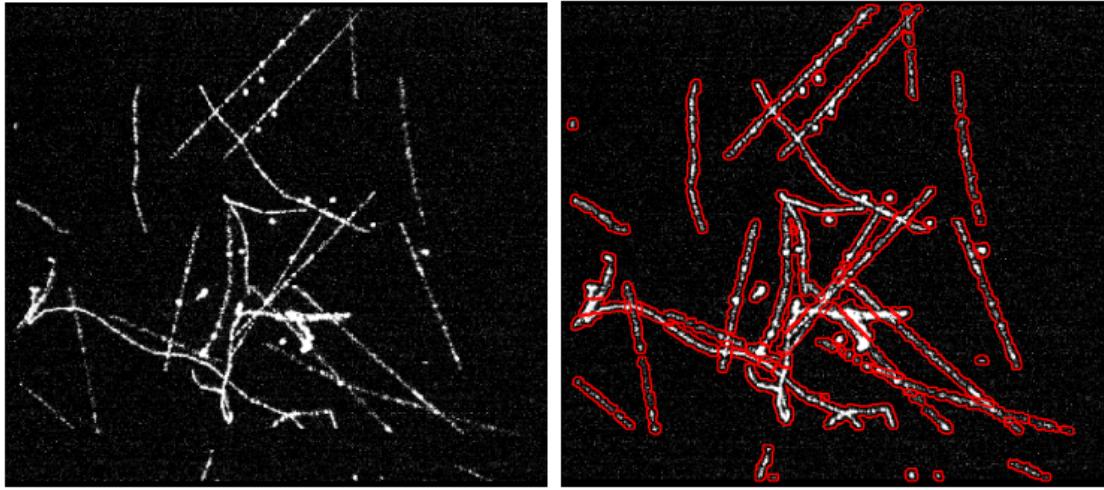


Figura 2.9. Esempio di un’immagine acquisita dal prototipo LIME overground (sinistra) e i cluster trovati dall’algoritmo di ricostruzione (destra).

- *tgausssigma/lgausssigma*: deviazione standard del profilo gaussiano trasversale/longitudinale;
- *length/width*: lunghezza dell’asse maggiore/minore;
- *xmean/ymean*: coordinata *x* (o *y*) del baricentro.

Alcune importanti proprietà di un cluster possono essere derivate dalle grandezze appena descritte. Ad esempio, la densità del cluster può essere definita come il rapporto tra *integral* e *nhits*; oppure la *slimness* può essere definita come il rapporto tra *width* e *length*, e può aiutare a distinguere tracce più rotonde (*slimness* ~ 1) da tracce allungate (*slimness* < 1).

Capitolo 3

Simulazione della risposta del rivelatore

Una simulazione di un esperimento è un sistema per replicare i dati reali che l'apparato sperimentale acquisisce. In genere si usano metodi Monte Carlo che sono basati su estrazione di numeri random. Simulare l'esperimento CYGNO sarà fondamentale per stimare l'efficienza di ricostruzione degli eventi di segnale e degli eventi di fondo, ovvero per stimare la frequenza attesa di eventi di segnale, e la capacità di reiezione del fondo.

La simulazione Monte Carlo per il rivelatore LIME è suddivisa in due parti:

- la simulazione dell'interazione radiazione-materia;
- la simulazione dei processi di ionizzazione del gas, di deriva, di elettromoltiplicazione e di lettura ottica del segnale.

3.1 Simulazione delle tracce

In LIME è necessario simulare le tracce di ER e di NR che si generano in seguito a un urto elastico di una particella con gli elettroni o con i nuclei atomici. Per simulare gli ER è stato scelto Geant4 (*GEometry ANd Tracking*), mentre per i NR è stato scelto SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter software*).

3.1.1 Geant4

Geant4 è un toolkit scritto in C++, ampiamente utilizzato nella fisica delle particelle elementari, e permette di simulare il passaggio di particelle in un materiale. Con Geant4 è possibile stabilire il tipo di particella primaria, la geometria e il materiale del rivelatore. L'evoluzione della traccia di una particella è suddivisa in passi (*step*).

In ogni step la simulazione calcola se sia avvenuta un'interazione (*hit*). Nel caso di un hit, le seguenti informazioni sono calcolate e salvate: posizione (x,y,z), impulso della particella nel dato istante, ed energia persa nell'hit[19].

Per simulare gli ER in Geant4 è stato simulato direttamente il passaggio di elettroni nel volume di gas, invece di simulare il passaggio del primario (es. particelle γ). Questa semplificazione permette di conoscere con esattezza la posizione in cui la traccia è generata, evento per evento, infatti una particella neutra potrebbe viaggiare diversi centimetri prima di interagire con il gas. Inoltre, simulare la particella neutra primaria significherebbe generare molti eventi senza alcuna traccia, poiché la particella potrebbe non interagire e uscire dal volume sensibile. Le proprietà degli elettroni simulati (energia, impulso, distribuzione angolare, posizione) dipenderanno dagli obiettivi della simulazione.

3.1.2 SRIM

SRIM è un toolkit per la simulazione di interazioni di ioni nella materia. L'applicativo, disponibile per sistemi Windows, è compatibile con sistemi Unix (con l'uso di Wine). La simulazione è basata sull'approssimazione di collisione binaria con una selezione random del parametro d'impatto. L'approssimazione di collisione binaria consiste nell'assumere che uno ione viaggi attraverso il materiale sperimentando sequenze di collisioni binarie indipendenti con gli atomi. Quindi in tale approssimazione l'influenza degli atomi vicini è trascurata[20].

I parametri di input in SRIM sono: il tipo di ione, la sua energia (nel range tra 10 eV - 2 GeV) e il materiale del bersaglio.

Una delle limitazioni di SRIM è relativa il fatto che la simulazione considera tutti i materiali come amorfi, ovvero non tiene in considerazione la struttura cristallina di alcuni solidi.

Il calcolo dello *stopping power* e della distanza percorsa da uno ione sono effettuati in SRIM sulla base di un fit su un ampio numeri di esperimenti, come quello riportato in Figura 3.1, nel caso di ioni di He in aria.

In LIME, la simulazione dei NR viene effettuata per diversi nuclei (He, C, F). Come in Geant4, anche in SRIM la simulazione restituisce le informazioni relative a ogni hit del nucleo, tra cui la posizione (x,y,z) e l'energia depositata.

3.2 La risposta del rivelatore

La seconda parte della simulazione che si occupa di simulare la risposta del rivelatore e di riprodurre le immagini prodotte dalla fotocamera, è stata implementata al di fuori di Geant4 e SRIM con un codice scritto in Python. Tale codice, usando l'output della prima parte della simulazione, è in grado di restituire un'immagine

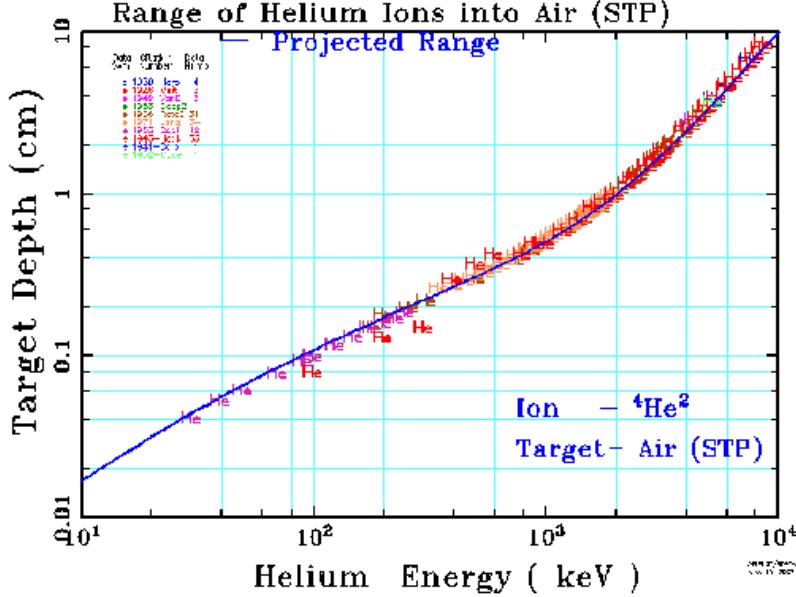


Figura 3.1. Fit del *range* di ioni di He in aria. Il *range* è la distanza media percorsa da uno ione nel materiale prima fermarsi, dopo aver perso tutta la sua energia. Il risultato del fit è usato nelle simulazioni di SRIM[20].

2D. L’immagine è un istogramma 2D dove ogni *bin* corrisponde a un pixel della fotocamera CMOS del rivelatore. Il codice è anche detto codice di *digitizzazione*.

Ai fini della simulazione della risposta del rivelatore, è utile suddividere il rivelatore LIME in tre parti:

- Il volume sensibile di gas (HeCF_4 , 60:40) in cui è presente il campo elettrico di deriva (1000 V/m);
- La sezione di amplificazione costituita dalla pila di tre GEM;
- Il sistema di lettura ottica composto da una fotocamera CMOS.

Nel volume sensibile l’elettrone (ER) o il nucleo (NR) rilasciano energia per ionizzazione, e gli elettroni così prodotti sono diretti dal campo elettrico di deriva verso il piano delle GEM. Nel moto di deriva, gli elettroni subiscono processi di diffusione e riassorbimento.

Nella sezione di amplificazione, la nuvola di elettroni di ionizzazione va incontro al processo di elettromoltiplicazione e un’ulteriore diffusione.

Infine nel sistema di lettura ottica, i fotoni generati per elettroluminescenza, principalmente nella terza GEM, sono raccolti con una data accettanza geometrica e letti dal sensore CMOS.

I processi fin qui descritti sono quasi sempre applicati nello stesso ordine in cui avvengono nella realtà, a eccezione dei due processi di diffusione (nel gas e nelle GEM), che per semplicità sono applicati in uno stesso stadio.

3.2.1 Ionizzazione e moto di deriva

Il numero medio di elettroni prodotti per ionizzazione in ogni hit può essere calcolato a partire dal potenziale medio di ionizzazione del gas W_i e dal deposito di energia ΔE per un dato hit. Quindi per un dato hit in Geant4 o SRIM, si avrà:

$$\bar{N}_e = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (3.1)$$

Per HeCF₄ 60:40 si ha $W_i = 46,2$ eV/coppia[21]. La fluttuazione attesa per il processo di ionizzazione è di tipo poissoniano, quindi per ogni hit il numero effettivo di elettroni prodotti è estratto da una distribuzione poissoniana con valore medio \bar{N}_e . Per semplicità, la posizione degli elettroni di ionizzazione è assunta essere la stessa degli hit che li hanno generati.

W_i	λ	σ_T	σ_L	σ_{0T}	σ_{0L}
46.2 eV/coppia	$\sim 1\text{ m}$	$110\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$	$100\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$	$350\text{ }\mu\text{m}$	$260\text{ }\mu\text{m}$

Tabella 3.1. Parametri relativi alla simulazione della ionizzazione, del riassorbimento e della diffusione degli elettroni primari nella regione di deriva, e della diffusione nelle GEM[21].

Nel moto di deriva sono simulati due effetti: la diffusione degli elettroni primari e il loro riassorbimento. Il sistema di riferimento usato nella simulazione è lo stesso rappresentato in Figura 2.7, ovvero con le GEM parallele al piano x - y e la direzione di deriva parallela all'asse z .

Il riassorbimento è simulato moltiplicando per ogni hit il numero di elettroni primari per un fattore esponenziale che dipende dalla distanza percorsa nel gas z e dalla lunghezza di assorbimento del materiale λ , il cui valore per LIME è stimato essere di $\sim 1\text{ m}$ [21]:

$$f = e^{-z/\lambda} \quad (3.2)$$

Per la diffusione, come descritto nel paragrafo 2.2.1, la posizione di un elettrone primario dopo aver percorso una distanza $z = vt$ nella direzione \hat{z} può essere descritta da una distribuzione gaussiana con varianze:

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_T^2 \cdot z \quad (3.3)$$

$$\sigma_z^2 = \sigma_L^2 \cdot z \quad (3.4)$$

Dove σ_L e σ_T sono rispettivamente i coefficienti di diffusione longitudinale e trasversale definiti nel precedente capitolo. I coefficienti per LIME sono stati ottenuti con una simulazione in Garfield[22] e son riportati in Tabella 3.1.

3.2.2 Elettromoltiplicazione

Una volta giunti sulla prima GEM gli elettroni primari vanno incontro all'elettromoltiplicazione con il guadagno (medio) intrinseco descritto nel precedete capitolo. Per una GEM di LIME può essere scritto come:

$$G_{intr} = 0.03 \cdot \exp(0.021 \cdot \Delta V) \quad (3.5)$$

Dove i parametri numerici derivano da misure effettuate in fase di calibrazione delle GEM. L'espressione del guadagno intrinseco contiene anche la dipendenza dall'efficienza di collezione ϵ_{coll} . Invece l'efficienza di estrazione ϵ_{estr} è stata misurata separatamente e risulta avere la seguente dipendenza esponenziale dalla tensione:

$$\epsilon_{estr} = 0.87 \cdot \exp(-0.002 \cdot \Delta V) \quad (3.6)$$

Nella simulazione, non viene applicata l'efficienza di estrazione sulla terza GEM dal momento che non si è interessati al numero di elettroni prodotti, bensì al numero di fotoni.

Fluttuazioni del guadagno

Per via della natura aleatoria del processo di elettromoltiplicazione nelle GEM, è necessario introdurre delle fluttuazioni al guadagno medio. Le fluttuazioni sono applicate solo sulla prima GEM per non rallentare la simulazione.

Il guadagno di una GEM può essere ben descritto da una distribuzione esponenziale[23]:

$$p(g) = \frac{1}{G} e^{-g/G} \quad (3.7)$$

Per semplicità la posizione degli elettroni secondari prodotti è assunta essere la stessa degli elettroni primari che li hanno generati.

Diffusione nelle GEM

Gli elettroni secondari, nel processo di elettromoltiplicazione, vanno incontro a diffusione, anche se in misura minore rispetto alla diffusione nella regione di deriva. Nella simulazione si assume che le fluttuazioni delle coordinate spaziali siano gaussiane,

come per uno scattering multiplo. L'effetto è stato implementato nel codice assieme alla diffusione nella regione di deriva, precedentemente descritta, modificando le varianze delle distribuzioni nel seguente modo:

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_{0T}^2 + \sigma_T^2 \cdot z \quad (3.8)$$

$$\sigma_z^2 = \sigma_{0L}^2 + \sigma_L^2 \cdot z \quad (3.9)$$

I parametri σ_{0T} e σ_{0L} sono parametri che dipendono dal tipo di gas. I rispettivi valori, ottenuti con Garfield, sono riportati in Tabella 3.1.

Saturazione del guadagno

Sperimentalmente si osserva che il guadagno non segue l'andamento esponenziale atteso in funzione di ΔV quando la nuvola di elettroni che attraversa le GEM è molto densa, ovvero ad alte tensioni. Tale effetto di saturazione del guadagno è dovuto al fatto che, in una nuvola elettronica più densa, gli elettroni più esterni schermano gli elettroni più interni i quali vedono un campo elettrico ridotto. Per tenere conto di questo effetto, si può modificare il modello del precedente capitolo che ha permesso di ricavare la dipendenza del guadagno da ΔV in condizioni normali.

Il numero di elettroni prodotti in un canale lungo un percorso dz è linearmente proporzionale al numero di elettroni n e al campo elettrico E nel canale:

$$\frac{dn}{dz} = \alpha En \quad (3.10)$$

Ma se la traccia è molto densa il campo elettrico effettivo può essere scritto come $E_{eff} = E - \beta n$ dove β è un parametro che dipende dal tipo di gas. Quindi si ha:

$$\frac{dn}{dz} = \alpha(E - \beta n)n \quad (3.11)$$

Integrando tale espressione, si ottiene il numero totale di elettroni secondari in fondo al canale:

$$n_{tot} = \frac{n_0 e^{\alpha \Delta V}}{1 + \beta n_0 e^{\alpha \Delta V}} \quad (3.12)$$

Dove n_0 è il numero iniziale di elettroni. Il guadagno di un canale $G = n_{tot}/n_0$ dipende quindi dal numero di elettroni entranti nel canale n_0 .

Per ottenere il guadagno totale di una GEM è necessario calcolare il guadagno per ogni canale, tenendo in considerazione il numero di elettroni entranti n_0 .

Per implementare l'effetto di saturazione nel codice si discretizza la nuvola di elettroni in *voxel* con una sezione circa pari a quella dei fori delle GEM (circa $160 \mu m \times 100 \mu m$) e di profondità circa uguale allo spessore di una GEM ($\Delta z = 100 \mu m$).

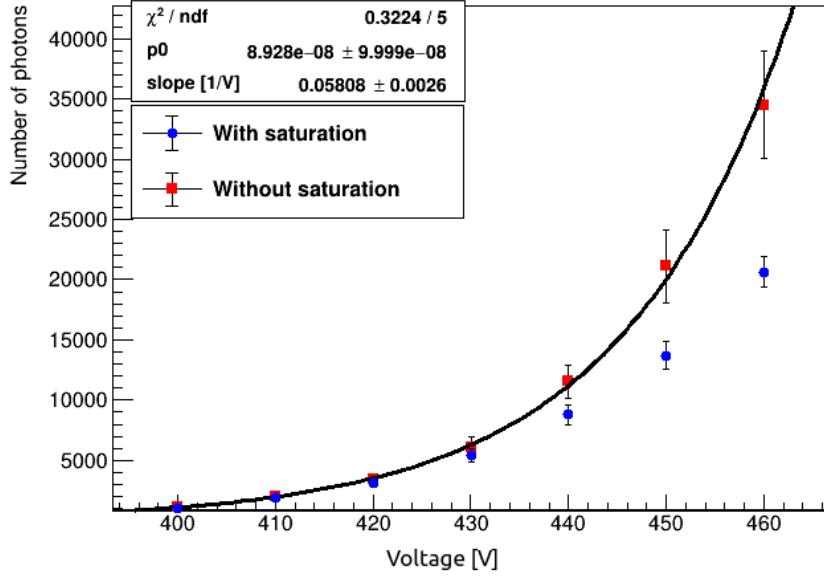


Figura 3.2. Andamento del numero di fotoni nell’immagine finale in funzione della tensione della prima GEM nel caso di saturazione del guadagno sulla terza GEM acceso o spento. Ogni punto rappresenta la media su 25 eventi di ER a 10 keV. Il fit esponenziale sui punti senza saturazione restituisce la pendenza attesa dalle espressioni (3.5) e (3.6) moltiplicate per tre (numero di GEM). L’effetto di saturazione diventa più rilevante ad alte tensioni, quando il numero di elettroni secondari nelle prime due GEM è maggiore e la nuvola elettronica è più densa.

Quindi per ogni voxel si contano il numero di elettroni primari e si applica l’espressione (3.12). Questa operazione richiede molte risorse computazionali specialmente per tracce estese, pertanto è stata applicata solo sulla terza GEM dove il numero di elettroni entranti è molto elevato e quindi l’effetto è più rilevante.

L’espressione finale per il calcolo del guadagno saturato della terza GEM può quindi essere scritta così:

$$G_3 = A \sum_{voxels} \frac{e^{\alpha \Delta V}}{1 + \beta n_0 e^{\alpha \Delta V}} \quad (3.13)$$

Dove A è un fattore di normalizzazione complessivo, che assieme a β e alla dimensione dei voxels deve essere calibrato. La nuvola di elettroni su cui viene applicato il guadagno saturato è ottenuta applicando il guadagno normale sulle prime due GEM, come descritto nei precedenti paragrafi.

Nelle Figure 3.2 e 3.3 sono riportati gli andamenti del numero di fotoni nell’immagine finale (proporzionale al numero di elettroni secondari) in funzione della tensione delle GEM e in funzione della distanza z della traccia dalla prima GEM.

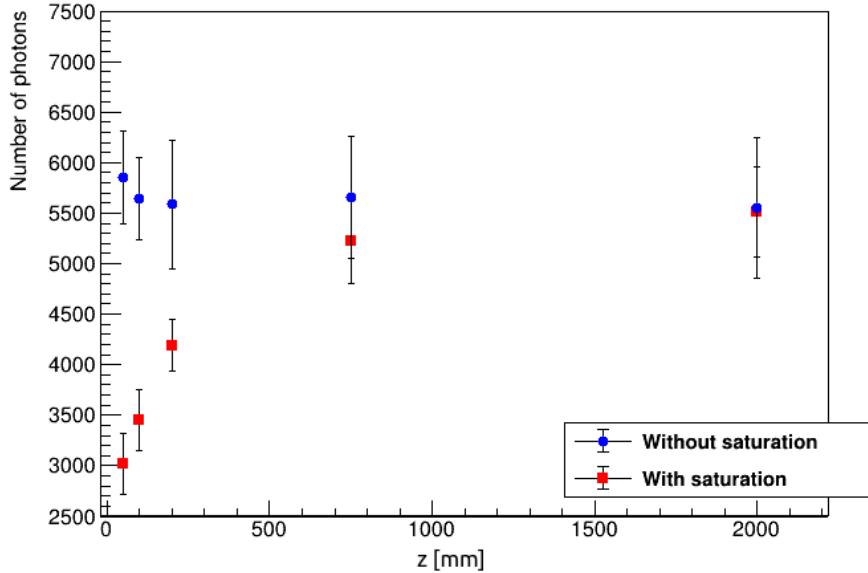


Figura 3.3. Andamento del numero di fotoni nell’immagine finale in funzione della distanza della traccia e dalla prima GEM, nel caso di saturazione del guadagno sulla terza GEM acceso o spento. L’effetto di riassorbimento nella deriva è spento per meglio apprezzare la differenza dei due effetti. Ogni punto rappresenta la media su 25 eventi di ER a 10 keV. L’effetto di saturazione diventa più rilevante a basse z , quanto la diffusione è minore e la nuvola di elettroni è quindi più densa.

L’effetto della saturazione è rilevante a basse z , quando vi è meno diffusione, oppure ad alte tensioni, quando il numero di elettroni prodotti dalle prime due GEM è molto elevato; in entrambi i casi, la nuvola elettronica che attraversa la terza GEM risulta più densa.

3.2.3 Generazione e raccolta dei fotoni

La quantità rilevante da calcolare nella simulazione è il numero di fotoni finali (e le loro posizioni), per ricostruire delle immagini 2D simili a quelle acquisite da LIME. Il numero di fotoni generati sulla terza GEM viene calcolato a partire dal numero di elettroni prodotti in essa, moltiplicato per un fattore di conversione $k = 0.7 \gamma/e$. Il numero medio di fotoni uscenti dalla terza GEM è quindi:

$$\bar{N}_\gamma = N_e \cdot k \quad (3.14)$$

Il numero fotoni effettivo è ottenuto da un’estrazione da una distribuzione poissoniana con media \bar{N}_γ .

Poiché gli effetti di diffusione sono applicati nelle sezioni precedenti della simulazione, le posizioni dei fotoni sono le stesse degli elettronni secondari che li hanno generati. Questa approssimazione è ragionevole poiché il numero di elettronni secondari prodotti dalle prime due GEM è in genere molto elevato, $O(10^8)$.

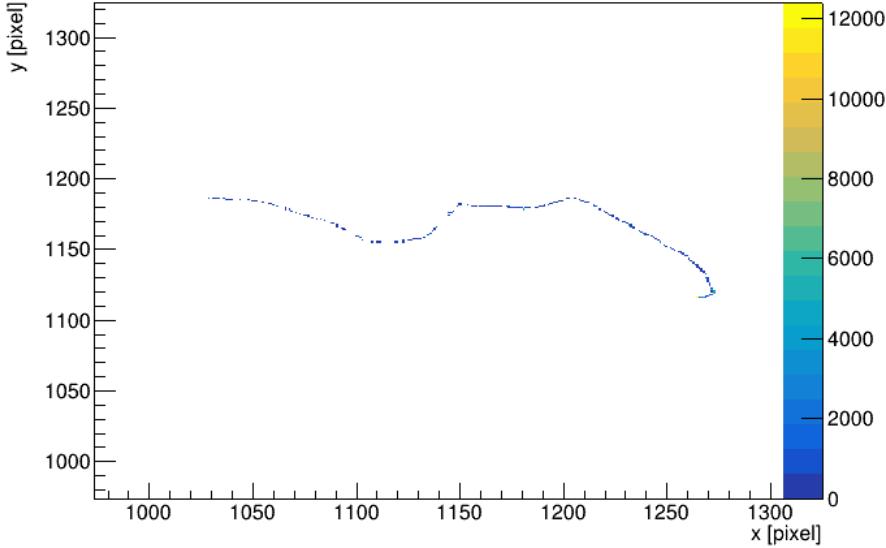


Figura 3.4. Porzione ingrandita di un’immagine di un ER da 60 keV senza effetto di diffusione e senza rumore della fotocamera (1 pixel = 0.15 mm).

Non tutti i fotoni generati però raggiungono il sensore CMOS, per via dell’accettanza geometrica del sistema. L’accettanza è data dalla frazione di angolo solido visto dal sensore, e può essere calcolata con argomenti di ottica classica[12]:

$$\Omega = \frac{1}{(4(\delta + 1)a)^2} \quad (3.15)$$

Dove δ è il rapporto tra la dimensione dell’oggetto (la terza GEM) e la dimensione dell’immagine; a è l’apertura della fotocamera. I valori dei parametri sono riportati in Tabella 3.2.

k	a	δ	Ω
$0.7 \gamma/e$	0.95	23.1	$1.19 \cdot 10^{-4}$

Tabella 3.2. Parametri ottici per la simulazione[11].

Nella simulazione il numero di fotoni viene semplicemente ridotto moltiplicando per il fattore Ω .

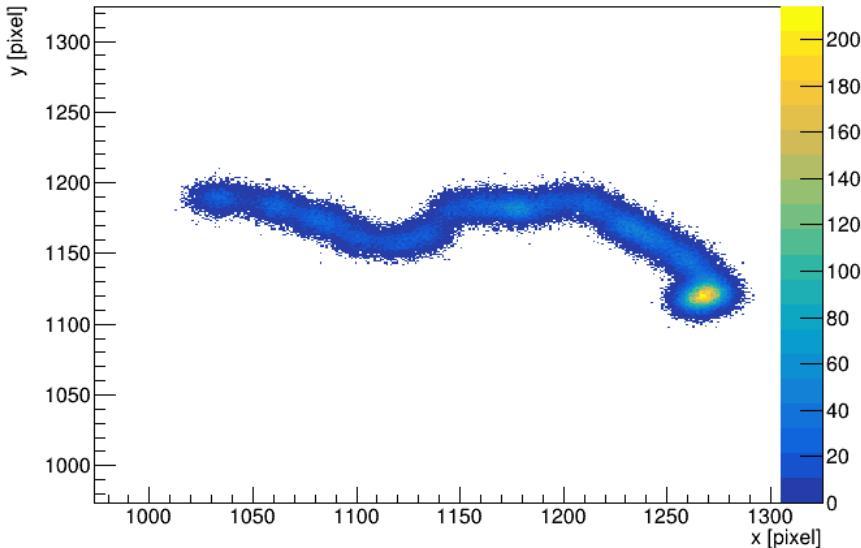


Figura 3.5. Porzione ingrandita di un’immagine di un ER da 60 keV senza rumore della fotocamera (1 pixel = 0.15 mm).

Infine, ogni sensore è caratterizzato da un’efficienza quantica (probabilità di convertire un fotone in un segnale elettrico) e un suo fattore di riempimento, *fill factor*, (il rapporto tra l’area sensibile alla luce di un pixel e la sua area totale), quindi a ogni sensore è associato un fattore di conversione che descrive il numero medio di conteggi di un pixel per ogni fotone incidente. Nel caso del sensore usato da LIME (Hamamatsu ORCA-Fusion) il fattore è 2 [24].

In Figura 3.5 è mostrata un’immagine ottenuta con la simulazione fin qui descritta (senza il rumore della fotocamera). Si noti come il maggior rilascio di energia avvenga nella parte finale della traccia come previsto dai modelli che descrivono l’energia persa per unità di lunghezza da una particella, dE/dx . A scopo di confronto, si riporta anche una traccia ideale in cui gli effetti di diffusione sono spenti (Figura 3.4).

3.2.4 Rumore della fotocamera

Per poter confrontare le immagini simulate con quelle reali, e per poter usare lo stesso codice di ricostruzione, è necessario aggiungere il rumore della fotocamera. Nei CMOS, come per altri sensori luminosi, il rumore è dovuto alla corrente oscura, ovvero corrente che scorre attraverso dispositivi fotosensibili anche quando nessun fotone incide sul dispositivo. Per semplicità questo effetto è stato integrato nella simulazione aggiungendo delle immagini reali contenenti solo rumore (piedistalli).

In Figura 3.6 è riportata la stessa traccia della Figura 3.5 dopo aver sommato un piedistallo di rumore. La traccia risultante può essere ricostruita e confrontata con un’immagine reale.

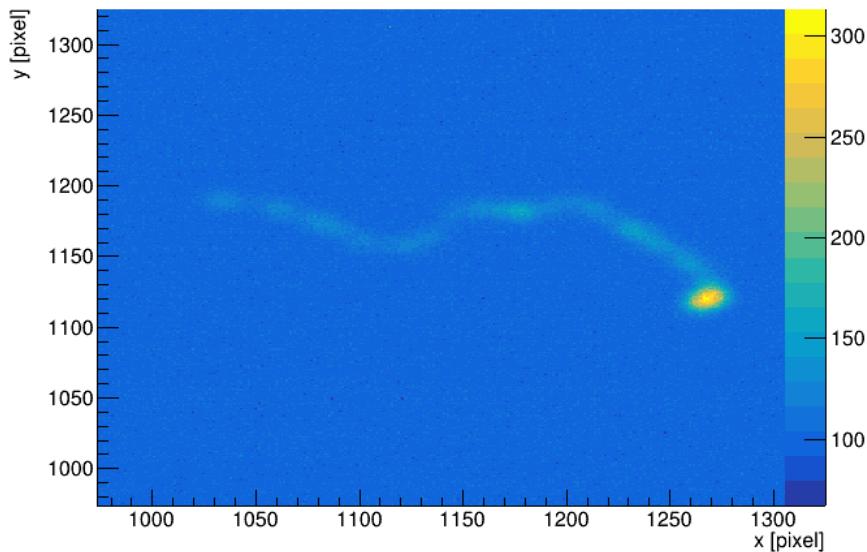


Figura 3.6. Porzione ingrandita di un’immagine di un ER da 60 keV
(1 pixel = 0.15 mm).

Capitolo 4

Ottimizzazione della simulazione

La simulazione di LIME è stata migliorata sotto diversi aspetti nel corso del lavoro di tesi. Un primo perfezionamento è stato necessario dal punto di vista del software. Infatti la simulazione faceva uso di molte risorse computazionali e richiedeva tempi di processamento molto elevati $O(1 \text{ evento/min})$. Tali problematiche erano principalmente dovute all'effetto di saturazione del guadagno, descritto nel precedente capitolo.

Il secondo aspetto dell'ottimizzazione della simulazione ha riguardato la calibrazione dei parametri attraverso il confronto con i dati reali di LIME. In particolare sono stati calibrati i parametri che descrivono l'effetto di saturazione del guadagno, i parametri di diffusione e la lunghezza di attenuazione. La calibrazione ha permesso di valutare la bontà della simulazione al variare della distanza traccia-GEM, e al variare dell'energia della traccia.

4.1 Perfezionamento del software

La simulazione, così come è stata descritta nel precedente capitolo, ha due grandi limitazioni dal punto di vista dell'uso delle risorse: un elevato tempo di processamento di circa un evento al minuto, e un uso eccessivo di memoria RAM (da 8 GB fino a 16 GB, per simulare 200 tracce in *batch*, a seconda della dimensione della traccia simulata). Tali limitazioni sono particolarmente rilevanti quando si è interessati a simulare migliaia di eventi, come nel caso dell'operazione di calibrazione dei parametri.

4.1.1 L'effetto di saturazione

Le sezione di codice più critica, in termini di utilizzo delle risorse, riguarda l'effetto del guadagno saturato sulla terza GEM. Infatti, per discretizzare la nuvola di elettroni, il codice fa uso di un istogramma tridimensionale, in cui ogni *bin* rappresenta un voxel. Il codice conta gli elettroni in ogni voxel, effettuando un triplo ciclo *for* sull'istogramma, e applica l'espressione del guadagno saturato (3.12). A meno dei fattori ottici, quali Ω e k , la sezione trasversale dell'istogramma tridimensionale coincide con l'istogramma 2D che rappresenta l'immagine finale restituita dalla simulazione. Quindi le dimensioni trasversali dei voxel coincidono con le dimensioni dei pixel dell'immagine (0.15 mm x 0.15 mm). La proiezione lungo l'asse z dell'istogramma 3D è invece un istogramma monodimensionale in cui ogni voxel (bin) ha dimensione di 0.01 mm (circa lo spessore della GEM). La profondità dell'istogramma 3D lungo l'asse z , inizialmente, è un parametro fissato in modo da contenere tutti gli elettroni primari, ed è pari a 30 mm, attorno al baricentro della nuvola di elettroni.

Dopo aver indagato diverse soluzioni per ridurre l'uso delle risorse e i tempi di processamento, sono state applicate le seguenti modifiche al codice, nella sezione che descrive l'applicazione del guadagno saturato:

- uso della libreria Python *numpy*, in sostituzione al triplo ciclo *for* (vettorizzazione);
- applicazione della saturazione al cuboide più piccolo contenente tutti gli elettroni primari;

La vettorizzazione tramite l'uso della libreria *numpy* migliora notevolmente la velocità di processamento. Ciò è possibile poiché la libreria fornisce una struttura di dati basata sul linguaggio C che è un linguaggio compilato, ovvero il codice viene tradotto in linguaggio macchina prima di essere eseguito. Al contrario, Python è un linguaggio interpretato, ovvero la traduzione in linguaggio macchina avviene mentre il codice viene eseguito, rendendo l'esecuzione più lenta.

L'applicazione della saturazione al cuboide più piccolo che contiene tutti gli elettroni primari, consiste nel calcolare le coordinate x , y e z massime e minime degli elettroni, e costruire il più piccolo istogramma 3D contenente tutti gli elettroni. Il calcolo delle dimensioni ottimali viene effettuato dopo aver applicato gli effetti di diffusione in quanto potrebbero portare gli elettroni al di fuori della regione definita. Tale approccio permette di velocizzare il codice e di ridurre l'eccessivo uso di RAM, raggiungendo un uso inferiore a 4 GB per simulare 200 tracce in batch. Tuttavia, la modifica introduce una problematica relativa alla dimensione dell'immagine finale. Infatti, la proiezione dell'istogramma 3D sul piano delle GEM ha delle dimensioni più piccole rispetto all'immagine. Quindi, dopo aver applicato il guadagno saturato, è necessario sommare le aree bianche rettangolari attorno alla traccia (*padding*).

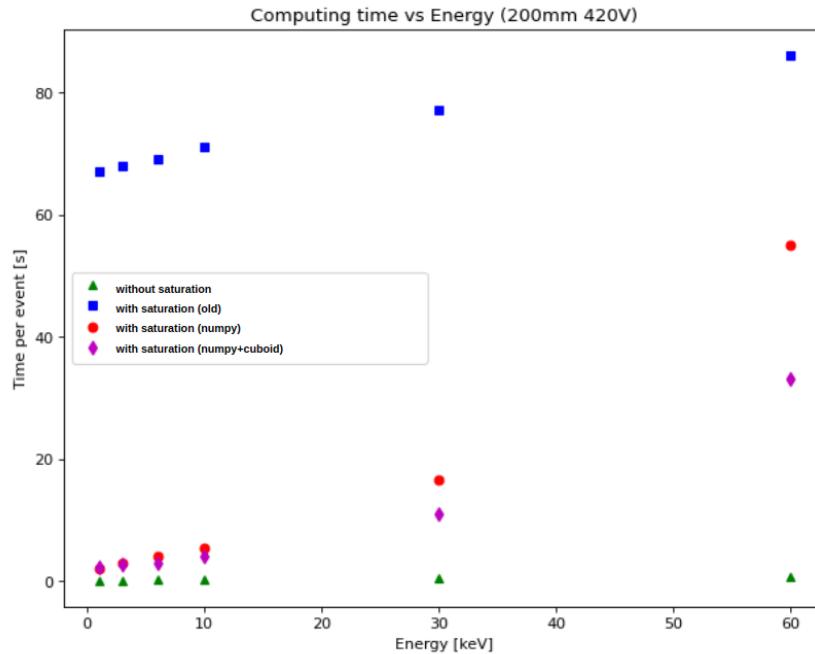


Figura 4.1. Tempi di processamento per ER a diverse energie, per diverse configurazioni del codice: senza saturazione, con il metodo di saturazione non ottimizzato, con la saturazione vettorizzata, con la saturazione vettorizzata applicata al cuboide ottimale.

In Figura 4.1 è riportato il tempo di processamento per un evento in funzione dell’energia della traccia (ER), con diverse versioni del codice. Nonostante gli evidenti miglioramenti a basse energie, il codice risulta ancora molto lento per energie sopra i 30 keV. Ciò è dovuto al numero elevato di hit nelle tracce più energetiche, ovvero nelle tracce più lunghe. Infatti l’applicazione delle fluttuazioni gaussiane per simulare la diffusione nella deriva e nelle GEM è implementata per ogni hit tramite un ciclo for. Per ridurre ulteriormente i tempi sopra i 30 keV, è stato vettorizzato il ciclo for sugli hit dell’evento. La procedura è analoga a quanto fatto per l’effetto di saturazione e permette di ridurre ulteriormente i tempi a energie maggiori, come mostrato in Figura 4.2.

4.1.2 La risoluzione del sensore ottico

Un’altra limitazione del codice riguarda il vincolo delle dimensioni trasversali dei voxel che sono fissate, e pari alle dimensioni dei pixel nell’immagine finale. Ciò accade poiché l’immagine finale è ottenuta proiettando l’istogramma 3D usato per la saturazione. In generale, però, le dimensioni trasversali dei voxel dovrebbero essere

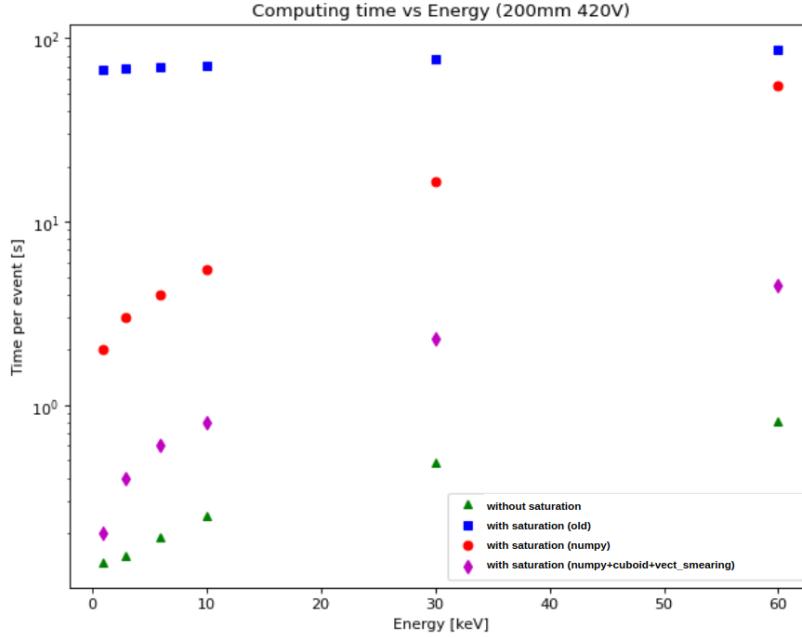


Figura 4.2. Tempi di processamento per ER a diverse energie, per diverse configurazioni del codice (scala logaritmica): senza saturazione, con il metodo di saturazione non ottimizzato, con la saturazione vettorizzata, e con la saturazione e la diffusione vettorizzate.

compatibili con le dimensione dei canali della terza GEM, mentre le dimensioni dei pixel nell’immagine sono fissate dal tipo di fotocamera. Nello specifico, la dimensione Δx di un pixel, è la distanza che un pixel rappresenta, quindi è descritta dalla seguente relazione:

$$\Delta x = \frac{d_{GEM,x}}{N_{pix,x}} \quad (4.1)$$

Dove $d_{GEM,x}$ è una delle dimensioni della GEM (35 cm) e $N_{pix,x}$ è il numero di pixel lungo una dimensione dell’immagine (2304 pixel). Quindi un pixel rappresenta un’area di circa 0.15 mm x 0.15 mm. Invece un canale di una GEM ha una sezione dell’ordine di ~ 0.13 mm x 0.13 mm. Sebbene le sezioni siano simili, in futuro la simulazione sarà usata per CYGNO_1 che potrebbe fare uso di GEM e sensori ottici diversi rispetto a LIME. È quindi necessario introdurre nel codice un metodo per disaccoppiare l’effetto di saturazione della risoluzione dell’immagine finale.

Il problema può essere ricondotto a un cambiamento della risoluzione di due immagini: la proiezione dell’istogramma 3D e l’immagine finale. Se la dimensione trasversale dei voxel è minore della dimensione dei pixel, si vuole ridurre la risoluzione, e ciò può essere fatto unendo il contenuto dei voxel corrispondenti a un dato pixel (*rebining*). Al contrario, quando la dimensione trasversale dei voxel è

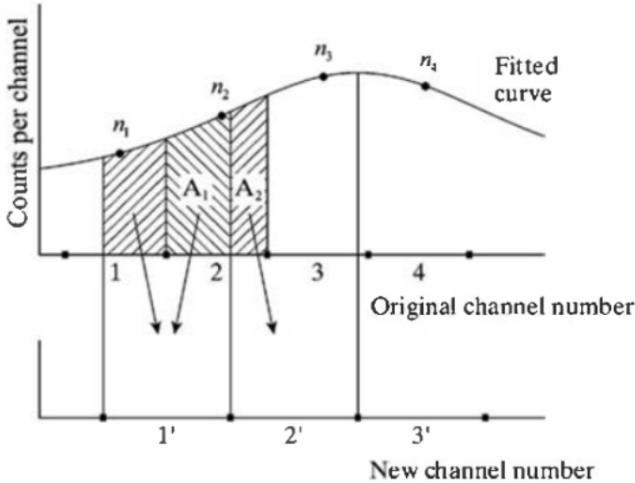


Figura 4.3. Metodo di cambiamento della risoluzione (binning) nel caso di un istogramma monodimensionale: dopo aver interpolato l’istogramma con una funzione polinomiale, si calcolano le aree sottese dalla curva e comprese tra i bordi dei nuovi canali (bin); quindi si calcolano le frazioni di area (A_1 e A_2) che si sovrappongono ai bordi dei canali originali; infine si usano tali aree come pesi per riassegnare i conteggi in uno o più dei nuovi canali[25].

maggiori della dimensione dei pixel si vuole aumentare la risoluzione. Un modo per aumentare la risoluzione di un’immagine consiste nell’associare a ogni pixel il valore del voxel più vicino (*Nearest-neighbor interpolation*). Ma per raggiungere risultati più accurati, è stato scelto un metodo di interpolazione polinomiale che riassegna l’area (o volume) sottostante la curva interpolata con dei pesi definiti dal grado di sovrapposizione pixel-voxel[26]. Il metodo è descritto graficamente in Figura 4.3 nel caso monodimensionale. Per semplicità il metodo è stato applicato anche nel caso di diminuzione della risoluzione.

Nelle Figure 4.4 e 4.5 sono riportati due esempi di cambiamento di risoluzione con il metodo utilizzato.

Nel caso di aumento della risoluzione, è importante notare che vi è il rischio di ottenere un’immagine non rappresentativa della nuvola elettronica originaria. Tuttavia, come si vedrà in seguito, la dimensione ottimale dei voxel risulta essere circa pari alla dimensione dei pixel (~ 0.15 mm), quindi tale procedura non introduce differenze sensibili nell’immagine.

In termini di tempi di processamento, l’adattamento di risoluzione rallenta di circa il 10% la simulazione, in particolare per le tracce più lunghe.

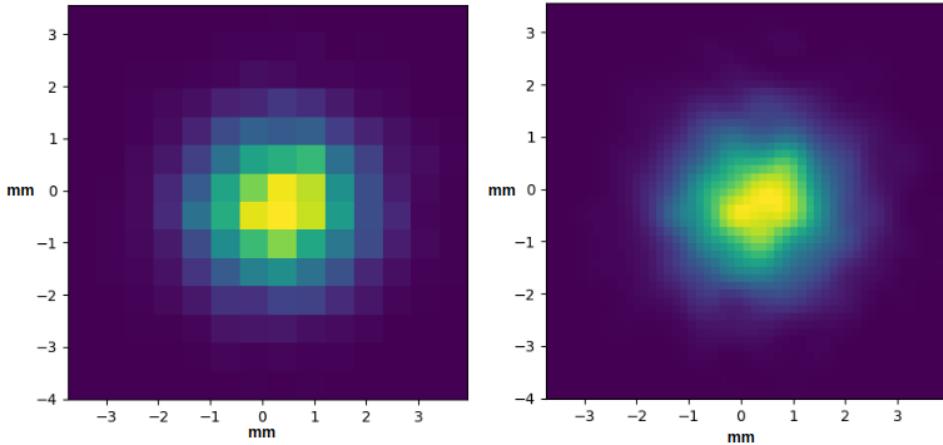


Figura 4.4. Esempio di incremento di risoluzione, da un’immagine con voxel di area $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ (sinistra) a un’immagine con pixel $0.15 \text{ mm} \times 0.15 \text{ mm}$ (destra).

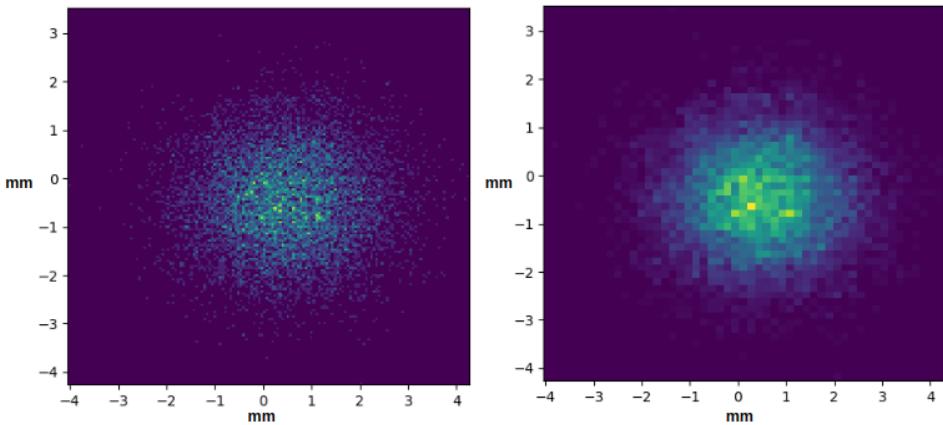


Figura 4.5. Esempio di diminuzione di risoluzione, da un’immagine con voxel di area $0.05 \text{ mm} \times 0.05 \text{ mm}$ (sinistra) a un’immagine con pixel $0.15 \text{ mm} \times 0.15 \text{ mm}$ (destra).

4.2 Calibrazione dei parametri in confronto con i dati

La calibrazione dei parametri della simulazione consiste nella ricerca dei parametri migliori in grado di riprodurre i dati reali di LIME. Nel lavoro di tesi, il confronto è stato eseguito solo per tracce generate da rinculi elettronici, in assenza di dati reali per i rinculi nucleari. L’ottimizzazione riguarda i parametri del codice di digitizzazione e non la simulazione dell’interazione radiazione-materia (Geant4).

I dati reali sono costituiti da diversi *run* di immagini di raggi X generati da una sorgente di ^{55}Fe posta sopra il rivelatore, a una data distanza z dalle GEM. Lo spettro della sorgente ha un picco a circa 6 keV, quindi i fotoni vanno principalmente incontro a effetto fotoelettrico. In Geant4 non sono stati simulati i fotoni provenienti dalla sorgente, ma solo gli elettroni prodotti nell’interazione con il gas. Ciò ha permesso di generare le tracce in una posizione precisa del volume sensibile, ovvero al centro.

Una volta generate le tracce in Geant4, è stato applicato il codice di digitizzazione per diversi valori della distanza tra il vertice di origine della traccia e la prima GEM, infatti le immagini nei dati reali sono state acquisite per diverse posizioni della sorgente: 50 mm, 250 mm, 350 mm e 450 mm della prima GEM. Per ogni distanza sono state simulata 200 tracce.

Le tracce prodotte hanno forma rotonda (*spot*), pertanto le seguenti proprietà delle tracce sono state usate per il confronto con i dati: integrale (*integral*), numero di pixel accesi (*nhits*), ampiezza del profilo gaussiano trasversale (*tgaussamp*) e deviazione standard del profilo gaussiano trasversale (*tgausssigma*). La scelta del profilo trasversale rispetto al profilo longitudinale è arbitraria.

Le immagini reali e simulate sono state quindi ricostruite con gli stessi parametri di ricostruzione e sottraendo lo stesso piedistallo di rumore della fotocamera.

La strategia per ottimizzare i parametri della simulazione consiste nel fissare tutti i parametri eccetto uno (o due), e nel confrontare l’andamento delle proprietà delle tracce in funzione di z , al variare del parametro scelto. Una volta trovato il valore ottimale per il parametro, si procede all’ottimizzazione del parametro successivo.

Tagli

Prima di procedere al confronto, è necessario applicare alcuni tagli.

Poiché i dati usati per il confronto sono stati acquisiti *overground*, le immagini presentano tracce di raggi cosmici, ovvero tracce più lunghe rispetto agli spot del ^{55}Fe . Osservando la distribuzione della lunghezza delle tracce e della slimness, si effettuano i seguenti tagli:

$$\text{length} < 100 \text{ px} \quad (4.2)$$

$$\frac{\text{tgausssigma}}{\text{lgausssigma}} > 0.8 \quad (4.3)$$

Un secondo taglio riguarda la presenza di falsi cluster, di piccole dimensioni, dovuti al rumore della fotocamera. Osservando la distribuzione dell’integrale si sceglie il taglio:

$$\text{integral} > 2 \times 10^3 \text{ counts} \quad (4.4)$$

Infine, poiché la posizione della sorgente è centrale rispetto al profilo delle GEM, si considerano solo i cluster in una regione centrale dell’immagine, ovvero si impone

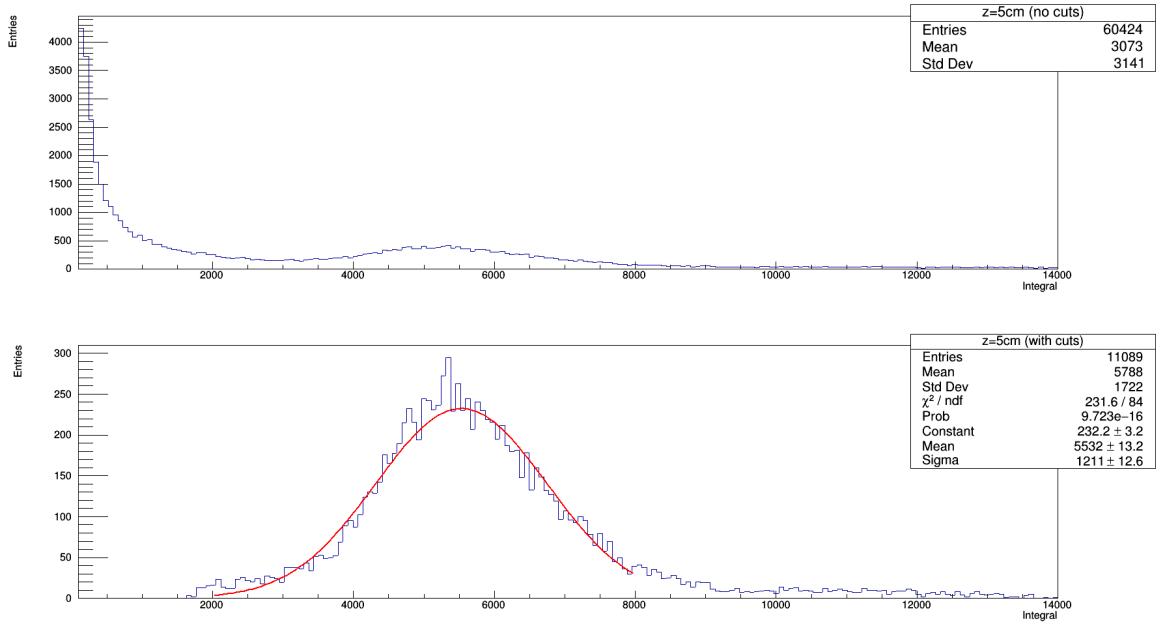


Figura 4.6. Distribuzione dell'integrale per un run di dati di ^{55}Fe ($z = 5$ cm), prima dei tagli (sopra) e dopo i tagli (sotto). Un fit gaussiano è stato eseguito sulla distribuzione con i tagli.

che i baricentri dei cluster si trovino in una regione quadrata centrata nell'immagine e con lato di 900 pixel:

$$|x_{\text{mean}} - 1152| < 450 \text{ px} \quad (4.5)$$

$$|y_{\text{mean}} - 1152| < 450 \text{ px} \quad (4.6)$$

Ogni taglio viene effettuato sui dati simulati e sui dati veri.

In Figura 4.6 è riportata una distribuzione dell'integrale per i dati veri, prima e dopo aver applicato i tagli. I tagli rimuovono circa l'80% dei cluster. Un *fit* gaussiano è stato eseguito sulla distribuzione risultante. Similmente anche per le altre grandezze osservate (nhits, tgaussamp e tgausssigma), le distribuzioni risultanti sono state interpolate con una gaussiana, e i relativi valori medi sono stati considerati per il confronto dati-simulazione.

4.2.1 Parametri di diffusione

La scelta di ottimizzare i parametri di diffusione è dovuta al fatto che l'effetto di saturazione del guadagno, riducendo l'altezza del picco al centro della traccia, potrebbe contribuire ad allargare le tracce. In particolare, i parametri di diffusione trasversali

effettivi potrebbero essere minori rispetto ai valori attesi per LIME, riportati nel precedente capitolo, Tabella 3.1.

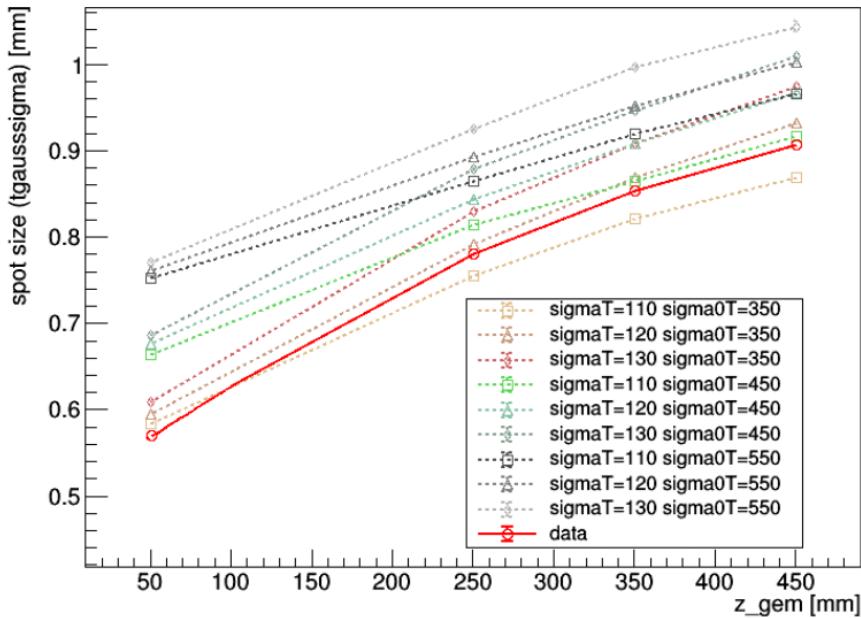


Figura 4.7. Andamento della larghezza delle tracce in funzione di z e dei parametri di diffusione trasversale.

La ricerca dei parametri ottimali è eseguita variando in coppia, i due parametri di diffusione trasversale, σ_{0T} e σ_T .

In Figura 4.7 sono riportati diversi andamenti della larghezza della traccia (tgaussigma) in funzione di z e per diversi valori di σ_{0T} e σ_T . Dal grafico si può notare che, per bassi valori z , per i quali la diffusione nella deriva è minore, la variazione maggiore nell'andamento di tgaussigma è data da σ_{0T} che descrive la diffusione nelle GEM.

I migliori parametri risultano essere:

$$\sigma_{0T} = 350 \mu m \quad \sigma_T = 115 \mu m/\sqrt{cm} \quad (4.7)$$

Le altre grandezze (integral, nhits e tgaussamp) non variano in funzione dei parametri di diffusione trasversale, come atteso.

Al contrario un incremento dei parametri di diffusione longitudinali, σ_{0L} e σ_L , non modifica la larghezza delle tracce, ma ne aumenta l'integrale, poiché la nuvola di elettroni è meno densa lungo la direzione z , quindi l'effetto di saturazione risulta ridotto.

I valori ottimali per i parametri di diffusione longitudinale risultano essere:

$$\sigma_{0L} = 260 \text{ } \mu\text{m} \quad \sigma_L = 100 \text{ } \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \quad (4.8)$$

I parametri trovati sono compatibili con i valori in Tabella 3.1.

4.2.2 Lunghezza di attenuazione

La miscela di gas di LIME ha una lunghezza di attenuazione λ attesa di $O(1 \text{ m})$ [21], ma date le dimensioni ridotte di LIME l'effetto è difficile da misurare. Pertanto nella simulazione il parametro è stato calibrato eseguendo una scansione di diversi valori attorno a 1 m. In Figura 4.8 è riportato il risultato dello studio per alcuni valori maggiori di 1 m. Dal grafico si può osservare come le maggiori differenze tra i diversi valori di λ sono ad alti z dove l'effetto di attenuazione è maggiore. Al contrario, a basse z , la scelta del parametro risulta ininfluente. Un simile studio per l'ampiezza

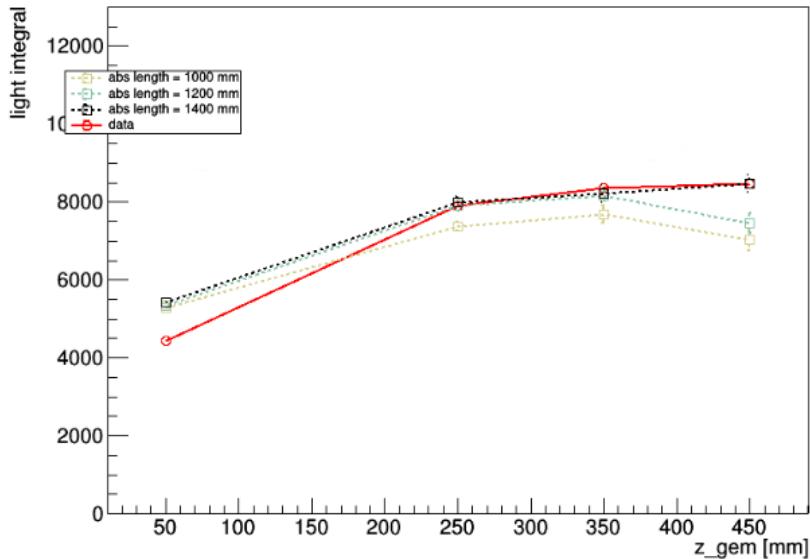


Figura 4.8. Scansione dell'integrale delle tracce di ER da ^{55}Fe in funzione di z e della lunghezza di attenuazione λ .

del profilo gaussiano (tgaussamp) ha confermato il medesimo andamento, mentre per le grandezze che descrivono la larghezza della traccia (tgaussigma e nhits) la variazione di λ non è rilevante.

Il valore che meglio riproduce i dati risulta essere:

$$\lambda = 1400 \text{ mm} \quad (4.9)$$

4.2.3 Parametri di saturazione

L'effetto di saturazione del guadagno della terza GEM è certamente l'effetto più complesso nella simulazione e pertanto necessita di una calibrazione per ogni suo parametro. Di seguito sono riportati i parametri che descrivono l'effetto, assieme a una stima iniziale del loro valore:

- Il parametro di saturazione $\beta \sim 10^{-5}$;
- Il fattore di normalizzazione $A \sim 1$;
- Le dimensioni Δx e Δy dei voxel $\sim (0.13 \text{ mm} \times 0.13 \text{ mm})$;
- La dimensione Δz dei voxel, $\sim 0.1 \text{ mm}$.

Per il parametro β è stata effettuata una scansione tra 5×10^{-5} e 10^{-6} .

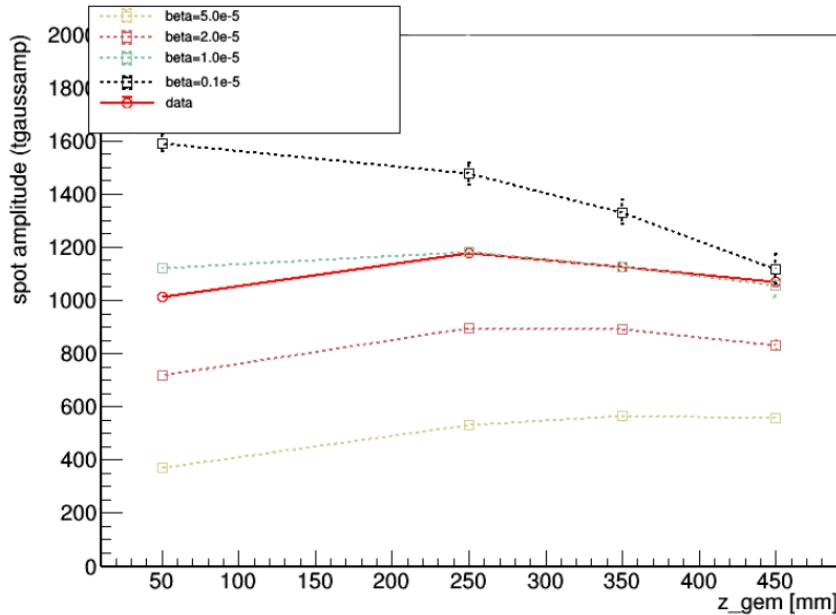


Figura 4.9. Valore dell'ampiezza del profilo gaussiano delle tracce di ER da ^{55}Fe in funzione di z e di β .

In Figura 4.9 è mostrato il risultato dello studio dell'ampiezza del profilo gaussiano in funzione di β . Si può osservare come valori maggiori di β rendono più importante l'effetto di saturazione, specialmente a basse z dove la nuvola elettronica è più densa. Un simile comportamento è presente anche per l'integrale. Il migliore valore per il parametro risulta essere:

$$\beta = 10^{-5} \quad (4.10)$$

Per il parametro di normalizzazione A è stata eseguita una scansione attorno ad 1. In Figura 4.10 è riportato l’andamento dell’ampiezza del profilo gaussiano delle tracce in funzione di z e di A . Si noti come il parametro A sia sensibilmente più importante a maggiori distanze. Infatti, nel caso di maggiore diffusione, un fattore di normalizzazione più elevato permette ai fotoni sul bordo della traccia di non andare persi sotto la soglia del rumore (l’accettanza geometrica della fotocamera è $\Omega \sim 10^{-4}$).

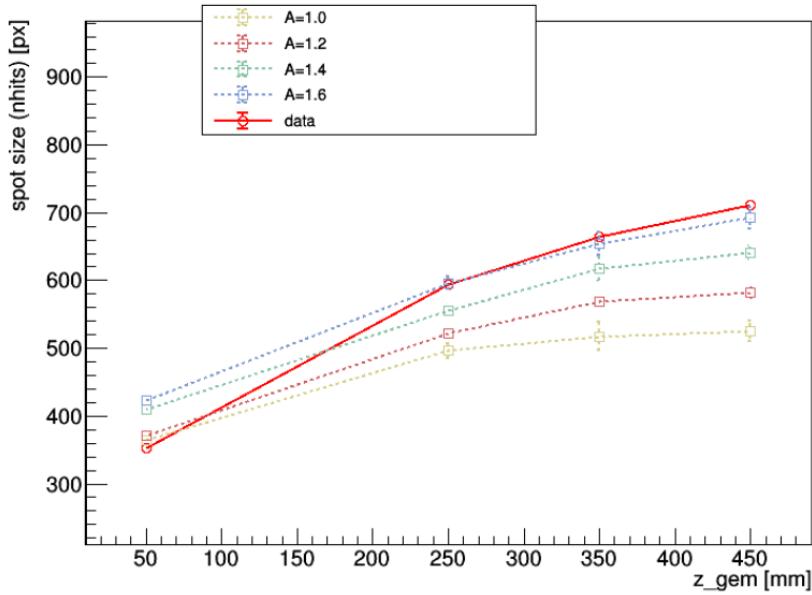


Figura 4.10. Numero di pixel accesi, nhits, in funzione di z e di A .

Il miglior valore per il parametro risulta essere:

$$A = 1.5 \quad (4.11)$$

L’ottimizzazione delle dimensioni dei voxel è stata eseguita prima per Δx e Δy , che sono assunte essere uguali. Le dimensioni sono state variate attorno al valore iniziale di $\sim 0.13 \text{ mm}$ (circa il diametro dei canali delle GEM) trovando il seguente valore ottimale:

$$\Delta x_{\text{vox}} = \Delta y_{\text{vox}} = 0.15 \text{ mm} \quad (4.12)$$

In Figura 4.11 è mostrato l’andamento del numero di pixel accessi, nhits in funzione delle dimensioni trasversali dei voxel. L’andamento consiste in un aumento dell’effetto di saturazione al crescere delle dimensioni dei voxel. Infatti, la densità degli elettroni in ogni voxel non varia significativamente al crescere di Δx e Δy , mentre

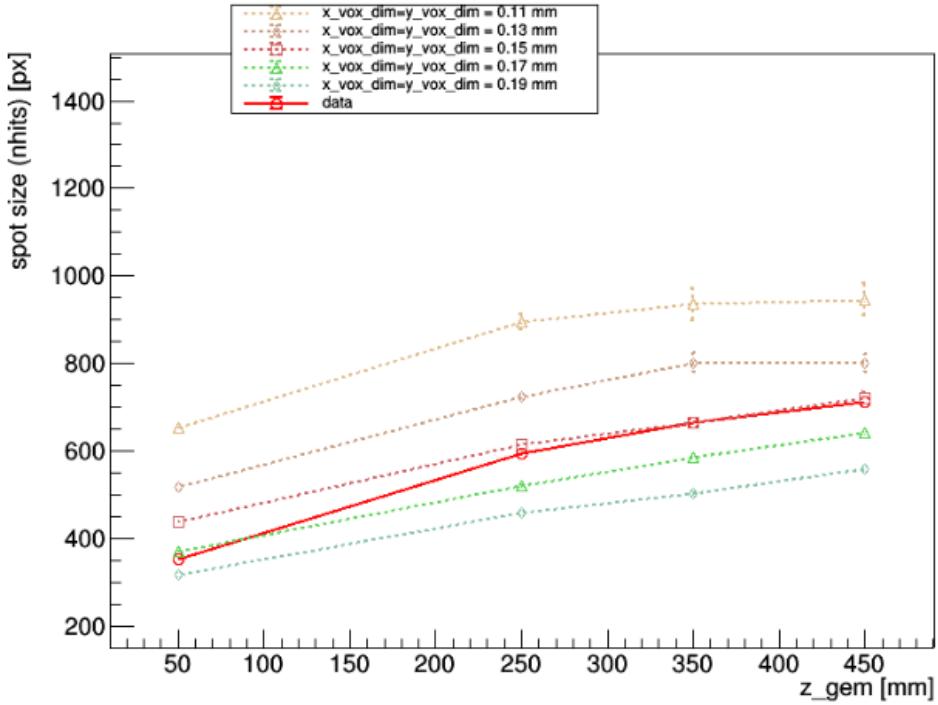


Figura 4.11. Numero di pixel accesi in funzione di z e delle dimensioni trasversali dei voxel. All'aumentare della sezione trasversale dei voxels si ha un effetto di saturazione maggiore.

il numero di voxel su cui sommare decresce quadraticamente. Un comportamento analogo si osserva nello studio del parametro Δz che rappresenta la dimensione longitudinale dei voxel (Figura 4.12). Il parametro ottimale trovato in questo caso è:

$$\Delta z_{\text{vox}} = 0.1 \text{ mm} \quad (4.13)$$

I valori ottimali per i parametri di saturazione confermano che il modello descrive adeguatamente il processo di saturazione del guadagno.

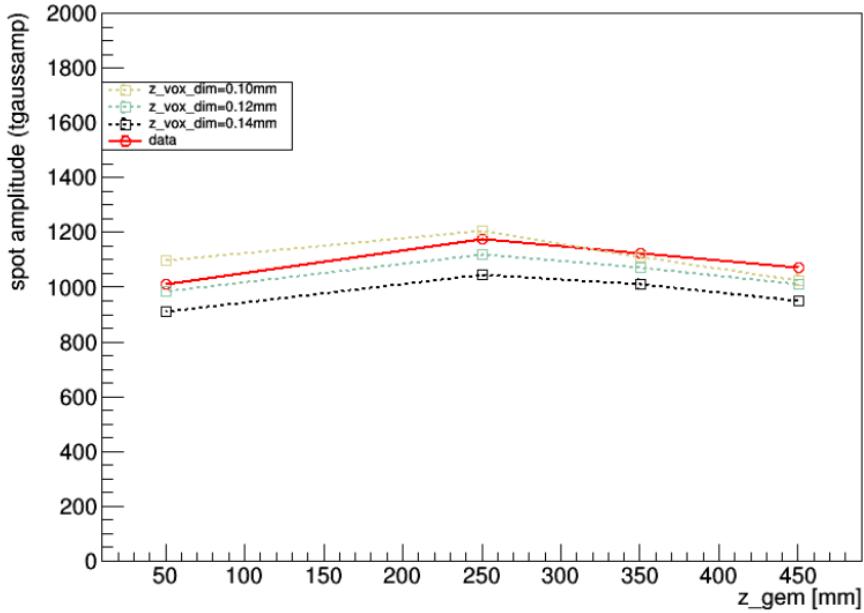


Figura 4.12. Andamento della larghezza delle tracce al variare di z e della dimensione longitudinale dei voxel.

4.2.4 Linearità

Per verificare la bontà della simulazione, una volta calibrati i parametri, è stato effettuato uno studio dell'integrale delle tracce di ER in funzione dell'energia, a z fissata (25 cm). Tale verifica è necessaria per escludere la possibilità che la simulazione riproduca adeguatamente i dati solo all'energia del ^{55}Fe (6 keV). L'andamento dell'integrale è atteso essere lineare. Infatti l'unico contributo di non linearità, ovvero la saturazione del guadagno delle GEM, dipende dal rilascio di energia per unità di lunghezza, dE/dx , degli elettroni, che rimane circa costante in un intervallo di alcune decine di keV (energie d'interesse per LIME).

Per lo studio della linearità sono state usate immagini di raggi X a diverse energie. Le relative sorgenti sono riportate in Tabella 4.1.

Come nel caso del ^{55}Fe , la simulazione in Geant4 è stata eseguita generando solo gli elettroni prodotti nell'interazione dei fotoni con il gas. Ciò ha permesso di ottenere una traccia per ogni immagine di evento simulato, e di fissare l'inizio delle tracce al centro del volume sensibile. Al contrario, simulando i fotoni, si sarebbero potute ottenere immagini senza tracce – quando un fotone esce dal volume di gas senza interagire – oppure tracce troncate – se l'elettrone è generato lontano dal centro del volume e riesce a uscirne.

I dati reali presentano una difficoltà aggiuntiva rispetto alle immagini con il ^{55}Fe . Infatti, a partire da 8 keV, le tracce di ER si allungano e possono confondersi con le tracce di raggi cosmici. Pertanto, non è possibile applicare i semplici tagli sulla slimness o sulla lunghezza. Tuttavia avendo a disposizione dei run di immagini

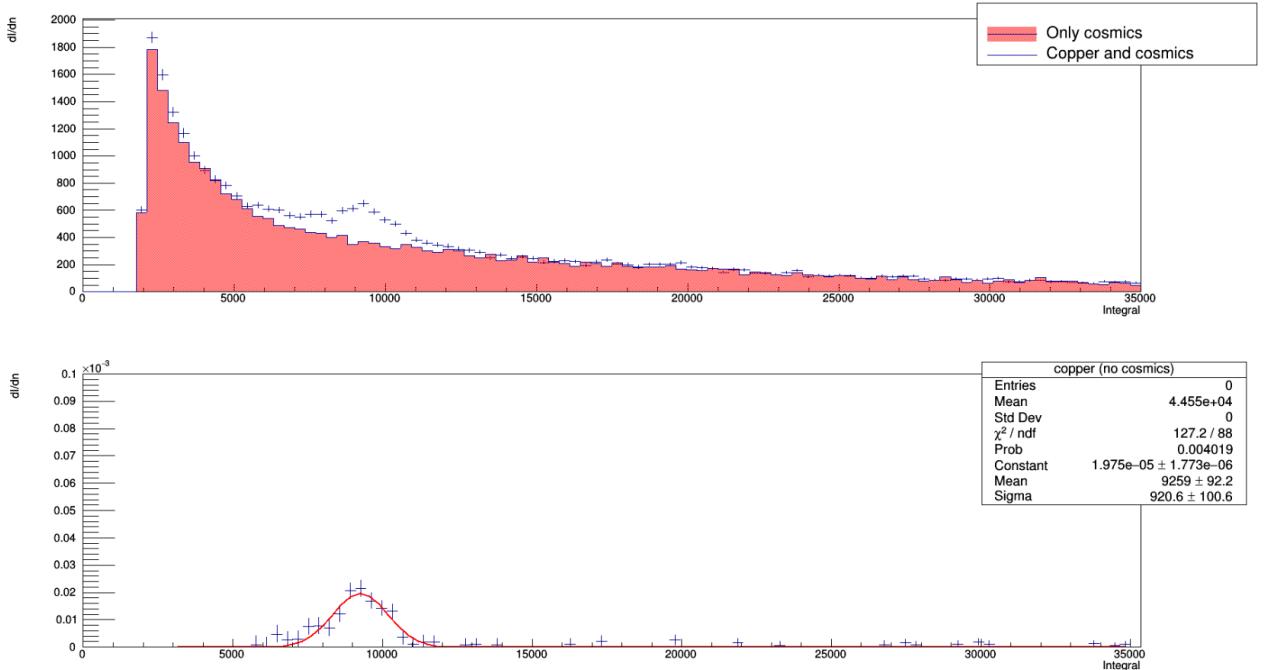


Figura 4.13. Distribuzione dell’integrale per il Cu dopo la sottrazione dei raggi cosmici.

senza sorgente, è stato possibile sottrarre la distribuzione degli integrali con e senza sorgente, eliminando il contributo dei raggi cosmici. Per effettuare tale operazione è stato opportuno normalizzare le due distribuzioni. Inoltre, come nel caso del ^{55}Fe , è stato applicato un taglio per eliminare le tracce con un baricentro fuori di una regione quadrata centrale:

$$|x_{\text{mean}} - 1152| < 250 \text{ px} \quad (4.14)$$

$$|y_{\text{mean}} - 1152| < 250 \text{ px} \quad (4.15)$$

Le distribuzioni dell’integrale, prima, e dopo la sottrazione dei raggi cosmici e del taglio, sono riportate in Figura 4.13 nel caso del rame. Da precedenti analisi, si sa che, per energie maggiori di 8 keV (Figura 4.14), le distribuzioni dovrebbero presentare una piccola contaminazione di rame dovuta alla gabbia di campo. Per ogni distribuzione – per i dati reali e simulati – è stato effettuato un fit gaussiano e il valore medio è stato riportato in funzione dell’energia nel grafico in Figura 4.15.

	Rame (Cu)	Rubidio (Rb)	Molibdeno (Mo)	Argento (Ag)
Energia	$\sim 8 \text{ keV}$	$\sim 15 \text{ keV}$	$\sim 18 \text{ keV}$	$\sim 24 \text{ keV}$

Tabella 4.1. Energie al picco delle sorgenti di raggi X per lo studio della linearità dell'integrale.

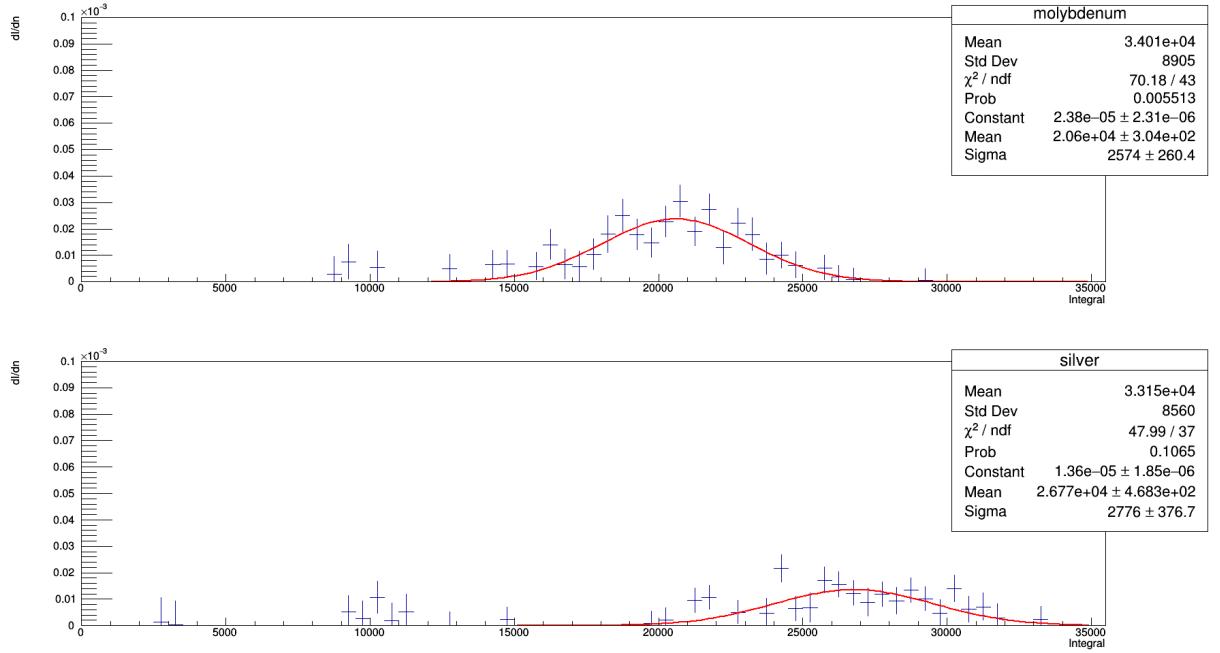


Figura 4.14. Distribuzione dell'integrale per il Mo (18 keV) e l'Ag (24 keV), prima e dopo la sottrazione dei cosmici.

La simulazione è in accordo con i dati e i fit lineari restituiscono i seguenti fattori di conversione integrale-energia:

$$k_{dati} = (1157 \pm 121) \text{ conteggi/keV} \quad (4.16)$$

$$k_{sim} = (1118 \pm 98) \text{ conteggi/keV} \quad (4.17)$$

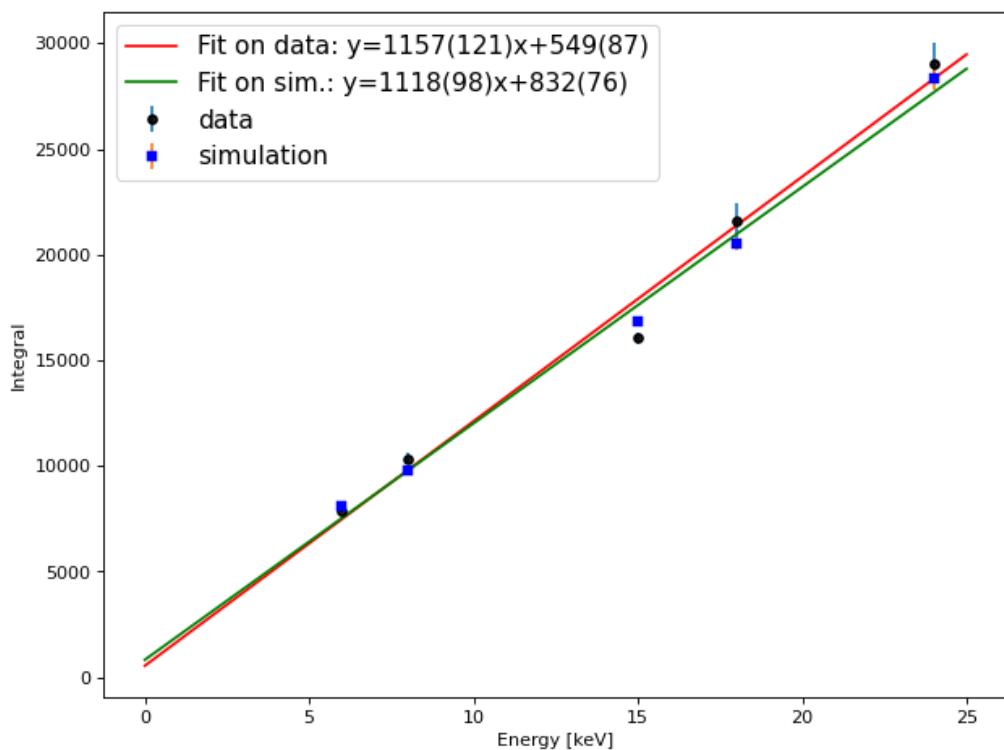


Figura 4.15. Confronto dell'integrale in funzione dell'energia per la simulazione e dati reali. Il ^{55}Fe (6 keV) a $z = 25$ cm, studiato precedentemente, è stato aggiunto. Due fit lineari sono stato eseguiti separatamente sui dati veri e simulati.

Capitolo 5

Efficienza di ricostruzione di segnale e reiezione del fondo

Uno degli obiettivi di LIME è raggiungere una capacità di reiezione del fondo di ER dell'ordine di 10^{-4} , mantenendo un'alta efficienza per il segnale (NR). Infatti la fiducializzazione permette di ridurre la frequenza del fondo a circa 10^4 ev/anno (Figura 1.8, Capitolo 1).

L'efficienza sugli eventi di segnale è definita come il rapporto tra gli eventi correttamente identificati come NR e i NR totali:

$$\varepsilon = \frac{\text{NR correttamente identificati}}{\text{NR totali}} \quad (5.1)$$

Analogamente si definisce la reiezione del fondo, come il rapporto tra gli eventi correttamente identificati come ER e i ER totali:

$$r = \frac{\text{ER correttamente identificati}}{\text{ER totali}} \quad (5.2)$$

La strategia per il calcolo dell'efficienza di segnale e della reiezione consiste nel simulare NR ed ER a diverse energie e nell'analizzare le proprietà delle tracce al fine di effettuare un taglio che discriminì il fondo dal segnale. In generale, il taglio dipenderà dall'energia.

La simulazione dei NR, effettuata in SRIM, è stata eseguita per i nuclei di He. Gli ER, come nei precedenti studi, sono stati simulati in Geant4, generando elettroni al centro del volume sensibile.

Un semplice taglio è stato applicato per rimuovere i falsi cluster dovuti al rumore della fotocamera (integral < 2000 conteggi). Poiché i dati simulati non presentano tracce di raggi cosmici, non è stato necessario applicare altri tagli.

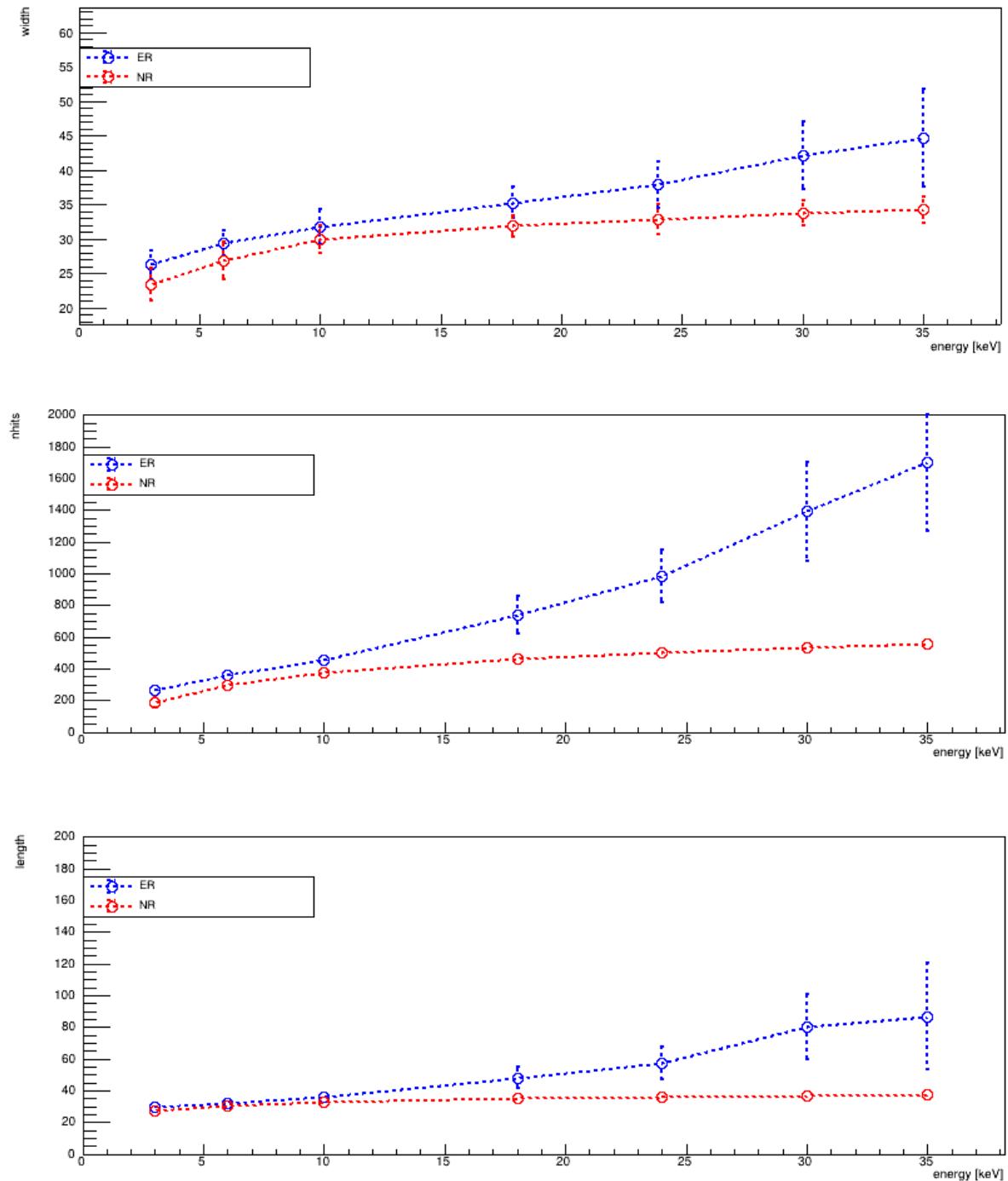


Figura 5.1. Andamento di width, nhits e length per NR ed ER al variare dell'energia.

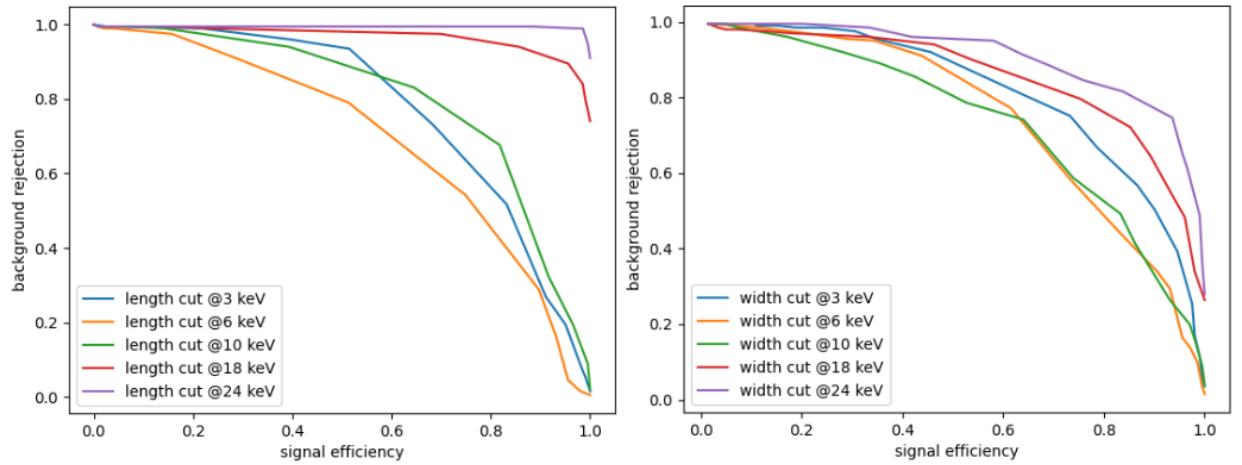


Figura 5.2. Reiezione del fondo in funzione dell’efficienza del segnale al variare del taglio sulla lunghezza (sinistra) e sulla larghezza (destra), a diverse energie.

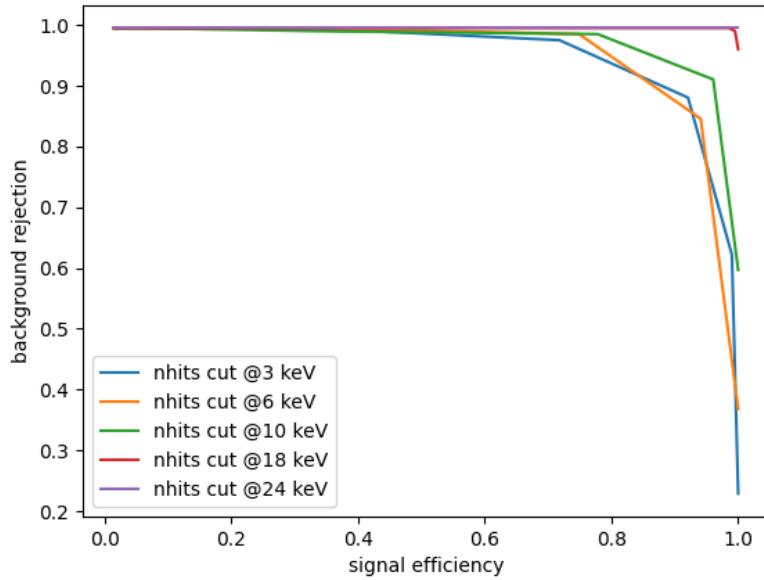


Figura 5.3. Reiezione del fondo in funzione dell’efficienza del segnale al variare del taglio su nhits a diverse energie.

Per diverse energie, sono state studiate le distribuzioni delle seguenti grandezze

ritenute più rilevanti al fine della discriminazione ER-NR: lunghezza (length), larghezza (width) e numero di pixel accesi (nhits). Infatti, a parità di energia, gli elettronni hanno un dE/dx minore rispetto ai nuclei e possono percorrere maggiori distanze[27]. L'integrale, invece, non può essere usato come variabile di discriminazione perché definisce l'energia della traccia.

In Figura 5.1, sono riportati gli andamenti di tali grandezze in funzione dell'energia. I valori riportati rappresentano la media delle distribuzioni, estrapolati con un fit gaussiano. Si può notare una maggiore varianza a energie maggiori per gli ER. Ciò è dovuto al fatto che, quando le tracce si allungano, la loro proiezione sul piano delle GEM potrebbe variare molto, in base all'inclinazione.

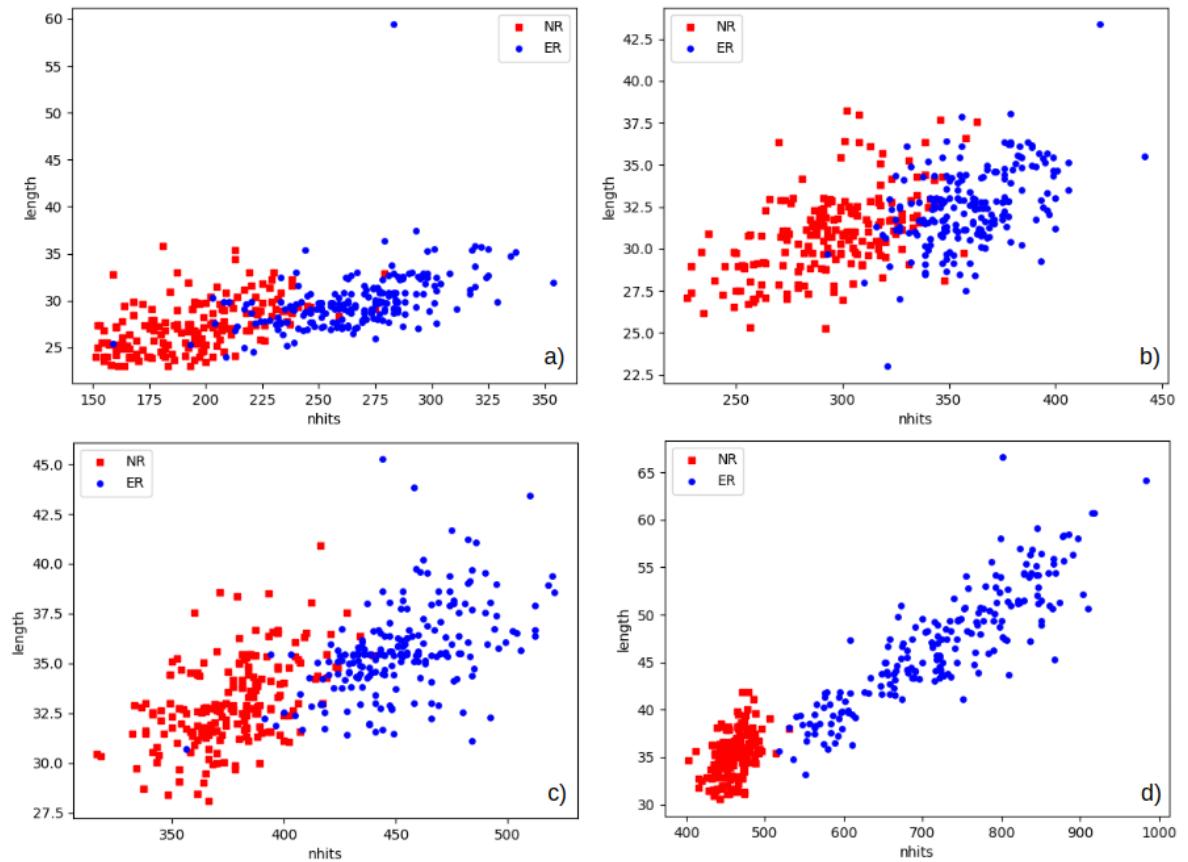


Figura 5.4. Distribuzione degli ER e NR in funzione delle variabili nhits e length, a 3 keV (a), 6 keV (b), 10 keV (c), 18 keV (d). A 18 keV è visibile la correlazione tra le due variabili per gli ER.

Risulta evidente come ad alte energie sia molto semplice effettuare un taglio su una delle tre grandezze per discriminare il segnale dal fondo. Inoltre, è chiaro che il taglio deve dipendere dall'energia.

Il calcolo dell'efficienza e della reiezione, secondo le espressioni (5.1) e (5.2) è stato eseguito variando il taglio a energia fissata. I risultati sono riportati per le tre diverse grandezze nelle Figure 5.2 e 5.3.

Lo studio conferma che la migliore variabile su cui basare la discriminazione è il numero di pixel accesi (nhits). Nello specifico, è possibile ottenere una reiezione di 10^{-2} mantenendo un'efficienza del segnale almeno del 60%, anche a basse energie. Il risultato è in accordo con quanto misurato[11], confermando la bontà della simulazione.

Per migliorare la reiezione è stata indagata la possibilità di effettuare due tagli su due grandezze, ma non sono stati ottenuti risultati significativamente migliori rispetto al singolo taglio su nhits. Ciò è confermato da un'osservazione della distribuzione di ER e NR in funzione di due grandezze, ad esempio nhits e length (Figura 5.4). Dai grafici appare chiaro come l'applicazione di un primo taglio su nhits, renda superfluo un secondo taglio sulla lunghezza.

L'analisi preliminare, qui descritta, ha mostrato che un taglio su nhits (al variare dell'energia), è sufficiente a discriminare ER e NR, anche alle basse energie a cui LIME opera. Per raggiungere l'obiettivo di reiezione di 10^{-4} sarà necessario applicare metodi di discriminazione più avanzati, come le reti neurali o i *boosted decision tree*, ovvero modelli di *machine learning* in grado di sfruttare diverse proprietà delle tracce allo stesso tempo.

Conclusioni

Il lavoro di tesi ha contribuito a costruire una simulazione veloce e affidabile per il prototipo LIME, e per i prossimi rivelatori della collaborazione CYGNO.

La simulazione è stata ottimizzata in termini di prestazioni, riducendo di 10 volte il tempo di processamento, fino a pochi secondi per evento. Allo stesso tempo, l'uso delle risorse (RAM) è stato notevolmente diminuito.

Il codice è stato ottimizzato rendendo l'effetto di saturazione del guadagno indipendente dalla risoluzione del sensore ottico. Ciò permetterà in futuro l'uso della simulazione anche per CYGNO_1, che potrebbe fare uso di diversi sensori ottici e differenti GEM rispetto a LIME. Inoltre, il miglioramento ha consentito la calibrazione delle dimensioni dei voxel nel modello di saturazione del guadagno.

La calibrazione dei parametri della simulazione, per diverse distanze GEM-sorgente, ha permesso di fissare i parametri di diffusione trasversale e longitudinale in accordo con i valori attesi. La lunghezza di attenuazione che meglio riproduce i dati è risultata essere $\lambda = 1.4 \text{ m}$, compatibile con l'ordine di grandezza atteso di 1 m .

I parametri che descrivono l'effetto di saturazione sono stati calibrati, e, in particolare, le dimensioni dei voxel sono risultate compatibili con le dimensioni dei canali delle GEM, confermando la bontà del modello applicato.

L'analisi della risposta lineare del rivelatore in funzione dell'energia ha confermato la bontà della simulazione a diverse energie, e ha permesso di calcolare il fattore di conversione integrale-energia ($\sim 1100 \text{ conteggi/keV}$).

Lo studio dell'efficienza di ricostruzione del segnale e della reiezione del fondo ha permesso di identificare la variabile migliore per la discriminazione, ovvero il numero di pixel accesi nella traccia (nhits). Inoltre, per diverse energie è stato studiato l'andamento dell'efficienza e della reiezione al variare del taglio su tale variabile, ottenendo una reiezione di 10^{-2} con un'efficienza minima del 60% per tutte le energie studiate (3 keV - 35 keV). Tale risultato preliminare rappresenta un primo passo per dimostrare le prestazioni di LIME e dei successivi rivelatori della collaborazione CYGNO.

Bibliografia

- [1] Katherine Garrett e Gintaras Duda. "Dark matter: A primer". In: *Advances in Astronomy* 2011 (2011).
- [2] Douglas Clowe et al. "A direct empirical proof of the existence of dark matter". In: *The Astrophysical Journal* 648.2 (2006), p. L109.
- [3] Marc Schumann. "Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status". In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 46.10 (2019), p. 103003.
- [4] Maira Dutra. "Origins for dark matter particles: from the" WIMP miracle" to the" FIMP wonder"". Tesi di dott. Université Paris Saclay (COMUE), 2019.
- [5] Michael Klasen, Martin Pohl e Günter Sigl. "Indirect and direct search for dark matter". In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 85 (2015), pp. 1–32.
- [6] Rebecca K Leane. "Indirect detection of dark matter in the galaxy". In: *arXiv preprint arXiv:2006.00513* (2020).
- [7] Moqbil S Alenazi e Paolo Gondolo. "Directional recoil rates for WIMP direct detection". In: *Physical Review D* 77.4 (2008), p. 043532.
- [8] Julien Billard et al. "Direct detection of dark matter–APPEC committee report". In: *Reports on Progress in Physics* (2022).
- [9] F Di Giambattista. *Update on LIME background simulation*. Online; ultimo accesso 28 Giugno 2022. URL: https://agenda.infn.it/event/30182/contributions/162912/attachments/88110/117874/update_LIME_bkg_7-02-2022.pdf.
- [10] JBR Battat et al. "Measurement of directional range components of nuclear recoil tracks in a fiducialised dark matter detector". In: *Journal of Instrumentation* 12.10 (2017), P10009.
- [11] Fernando Domingues Amaro et al. "The CYGNO Experiment". In: *Instruments* 6.1 (2022), p. 6.

BIBLIOGRAFIA

- [12] Natalia Torchia. “Development of a tracker based on GEM optically readout”. Tesi di laurea mag. U. La Sapienza, 2016.
- [13] M Poli Lener. “Triple-GEM detectors for the innermost region of the muon apparatus at the LHCb experiment”. Tesi di dott. Tor Vergata University of Rome, Italy, 2005.
- [14] O Schäfer. *Gas Electron Multipliers, LC-TPC*. Online; ultimo accesso 28 Giugno 2022. URL: <https://www.lctpc.org/e8/e46/e47/>.
- [15] Vasile C Antochi et al. “Combined readout of a triple-GEM detector”. In: *Journal of Instrumentation* 13.05 (2018), P05001.
- [16] G D’Imperio. *CYGN Simulation Update*. Online; ultimo accesso 28 Giugno 2022. URL: https://agenda.infn.it/event/30383/contributions/163877/attachments/88532/118638/22_02_21_CYGN_simulation_update.pdf.
- [17] Sebastian Raschka. *Python Machine Learning*. Birmingham, UK: Packt Publishing, 2015. ISBN: 1783555130.
- [18] Erich Schubert et al. “DBSCAN revisited, revisited: why and how you should (still) use DBSCAN”. In: *ACM Transactions on Database Systems (TODS)* 42.3 (2017), pp. 1–21.
- [19] *Geant4 User Documentation*. Online; ultimo accesso 28 Giugno 2022. URL: https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation.
- [20] James F Ziegler, Matthias D Ziegler e Jochen P Biersack. “SRIM–The stopping and range of ions in matter (2010)”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268.11-12 (2010), pp. 1818–1823.
- [21] E Baracchini et al. “Stability and detection performance of a GEM-based Optical Readout TPC with He/CF4 gas mixtures”. In: *Journal of Instrumentation* 15.10 (2020), P10001.
- [22] Rob Veenhof. “Garfield, a drift chamber simulation program”. In: *Conf. Proc. C*. Vol. 9306149. World Scientific. 1993, pp. 66–71.
- [23] T Zerguerras et al. “Understanding avalanches in a Micromegas from single-electron response measurement”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 772 (2015), pp. 76–82.
- [24] Hamamatsu Photonics K.K. *ORCA-Fusion Digital CMOS Camera C14440-20UP/C14440-20UP01 Instruction manual, Ver.1.8*. 2022.
- [25] GF Knoll. “Radiation Detection and Measurement 3rd edition John Wiley and Sons”. In: *New York* (2000), pp. 723–724.

BIBLIOGRAFIA

- [26] *Rebin library for Numpy*. Online; ultimo accesso 28 Giugno 2022. URL: <https://github.com/jhykes/rebin>.
- [27] SE Vahsen et al. “CYGNUS: Feasibility of a nuclear recoil observatory with directional sensitivity to dark matter and neutrinos”. In: *arXiv preprint arXiv:2008.12587* (2020).