

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

**Studio delle prestazioni di un sensore
CMOS tramite una sorgente di
Americio-241**

Relatore:
Prof. Cristian Massimi
Correlatrice:
Dott.ssa Claudia Pisanti

Presentata da:
Matteo Donigaglia

Anno Accademico 2023/2024

Abstract

Un rivelatore in grado di ricostruire la quantità di moto di neutroni veloci troverebbe largo impiego sia nel settore della ricerca di base che in quello delle applicazioni. RIPTIDE nasce proprio con l'obiettivo di sfruttare la diffusione elastica neutrone-protoni per stimare la quantità di moto del neutrone incidente. Si compone di uno scintillatore plastico accoppiato ad un sistema ottico e ad un sensore di luce. All'interno dello scintillatore, il rinculo dei protoni causa l'emissione di luce di scintillazione, che può essere fotografata e usata per ricostruire la traccia 3D dei protoni. Partendo da tale traccia è possibile risalire alla quantità di moto del neutrone incidente. Affinché possa avvenire la rivelazione, è necessario l'impiego di un sensore di luce in grado di registrare la luce di scintillazione prodotta. In questa tesi è riportato il processo di calibrazione del sensore CMOS su cui si basa la camera ASI 533MM PRO. Tale camera potrebbe trovare applicazione all'interno del sistema di acquisizione immagini di RIPTIDE. Utilizzando una sorgente α , è stato possibile associare una stima del numero di fotoni incidenti sul sensore al valore di grey level riportato dalla camera. Inoltre sono stati valutati i principali errori a cui è soggetta una misura effettuata con tale camera.

Indice

Introduzione	4
1 Applicazioni per RIPTIDE	6
1.1 Applicazioni in campo medico	6
1.1.1 Adroterapia	7
1.1.2 Frammentazione nucleare	8
1.1.3 Esperimento FOOT	9
1.2 Misure di radioprotezione	9
1.2.1 Strutture di radioterapia	9
1.2.2 Centrali nucleari	10
1.2.3 Radioprotezione nello spazio	10
1.3 Applicazioni alla ricerca	11
1.3.1 Fisica nucleare a n_TOF	11
1.3.2 Studio dei neutroni solari	12
2 Introduzione all'interazione radiazione-materia	13
2.1 Interazione fotone-materia	13
2.1.1 Effetto fotoelettrico	14
2.1.2 Effetto Compton	16
2.1.3 Produzione di coppie	16
2.2 Interazione particelle cariche-materia	16
2.2.1 Equazione di Bethe-Bloch	17
2.2.2 Range di una particella carica e picco di Bragg	19
2.3 Interazione tra neutroni e materia	20
2.3.1 Scattering elastico	20
2.3.2 Scattering anelastico	20
2.3.3 Reazioni esoergoniche e cattura radiativa	21
2.3.4 Fissione nucleare	22
3 Rivelatori di neutroni	23
3.1 Generalità sulla rivelazione di neutroni	23
3.1.1 Tipologie di rivelatori di neutroni	24
3.2 Rivelatori a scintillazione	25
3.2.1 Scintillatori organici	26
3.3 Funzionamento di RIPTIDE	27
3.3.1 Scintillatore plastico	29
3.3.2 Sensore CMOS	30
3.3.3 Fotomoltiplicatore al silicio	31

4	Analisi dati	33
4.1	Obbiettivi e apparato sperimentale	33
4.1.1	Sorgente di Americio-241	34
4.1.2	Metodo sperimentale	35
4.1.3	Dati acquisiti	37
4.2	Calibrazione del sensore CMOS	41
4.2.1	Calcolo dell'attività efficace	41
4.2.2	Stima dei fotoni rilevati	42
4.2.3	Retta di calibrazione	43
4.3	Studio del fondo	46
4.3.1	Effetti sistematici	46
4.3.2	Readout noise	47
4.3.3	Rapporto segnale-rumore	50
	Conclusioni	51

Introduzione

Lo sviluppo di tecnologie per la rilevazione della quantità di moto dei neutroni veloci sta assumendo sempre più importanza, considerando che questi ultimi giocano un ruolo fondamentale in diversi settori.

Uno dei principali esempi è sicuramente quello della fisica nucleare e a seguire quello delle applicazioni, in particolare in campo biomedico nell'ambito dello studio di nuove tecniche per il trattamento di tumori. In campo energetico queste tecnologie potrebbero trovare applicazione nei sistemi di sicurezza di tali strutture. Va infine ricordato il campo astrofisico, dove lo studio dei neutroni provenienti dal Sole permette di analizzare e comprendere i fenomeni che avvengono al suo interno.

Ad oggi, però, non disponiamo di tali rivelatori. I rivelatori di neutroni attualmente in uso sono in grado di fornire solo informazioni parziali quando rilevano queste particelle. Per esempio, non è ancora possibile determinare la direzione del neutrone incidente. Un rivelatore capace di fornire questa informazione potrebbe risultare fondamentale per ognuno dei settori sopra citati.

È per questo motivo che lo sviluppo di tecnologie innovative in grado di rivelare i neutroni e valutarne la direzione sta assumendo sempre più importanza. Concepito con l'idea di tracciare neutroni veloci, RIPTIDE, un rivelatore in fase di sviluppo, potrebbe rispondere a queste necessità, trovando applicazione in uno o più di questi settori.

Si compone di uno scintillatore plastico di forma cubica accoppiato ad un sistema ottico, e si basa sulla ricostruzione della traccia del protone di rinculo risultante da un evento di diffusione elastica neutrone-protone. In linea di principio, questo sistema permette di ricostruire la direzione e l'energia dei neutroni rivelati attraverso lo studio della sola traccia luminosa generata all'interno dello scintillatore. Diventa quindi fondamentale uno studio del sistema ottico da associare allo scintillatore, così da poter valutare la configurazione ottimale che permetta di ottenere l'immagine della traccia del protone di rinculo con la migliore qualità.

Alla luce di ciò, il mio lavoro di tesi riporta uno studio di calibrazione di un sensore di luce CMOS tramite l'impiego di una sorgente α . Partendo dall'attività di una sorgente di Americio-241 e conoscendo la geometria del sistema, è possibile stimare la quantità di particelle α emesse durante un intervallo di tempo. Le particelle α sono cariche positivamente, pertanto direttamente ionizzanti. La loro interazione con lo scintillatore plastico provoca l'emissione di fotoni. Conoscendo l'efficienza con la quale lo scintillatore converte le particelle α in fotoni, è possibile valutare la quantità di fotoni che raggiungono il sistema ottico e confrontare tale valore con il grey level del sensore.

Nel Capitolo 1 vengono analizzati alcuni settori nei quali un tracciatore di neutroni veloci come RIPTIDE potrebbe trovare applicazione.

Il Capitolo 2 prende in esame l'interazione tra radiazione e materia. L'analisi partirà dallo studio delle interazioni dei fotoni con la materia, per poi passare alle particelle cariche e concludere con le interazioni nucleari dei neutroni.

Nel Capitolo 3 sono riassunte alcune generalità sulla rivelazione dei neutroni. Ci si concentrerà sui rivelatori a scintillazione e in particolare sul principio di funzionamento alla base di RIPTIDE. Il capitolo comprende un'analisi dei componenti principali del rivelatore, tra i quali la camera ASI 533MM PRO, che sarà oggetto di studio del capitolo successivo.

Infine, il Capitolo 4 riporta una descrizione del metodo sperimentale seguito per ottenere la retta di calibrazione del sensore CMOS alla base della camera. Sono anche riportate un'analisi del bias della camera, una stima del rumore di buio dovuto all'agitazione termica e una valutazione del rumore di lettura a cui è soggetta la camera.

Capitolo 1

Applicazioni per RIPTIDE

Questo capitolo intende presentare le ragioni che hanno ispirato lo sviluppo di RIPTIDE e un'analisi dei possibili settori in cui rivelatori di neutroni con capacità di tracciamento simili a questo potrebbero trovare applicazione.

1.1 Applicazioni in campo medico

Quando all'inizio del ventesimo secolo si iniziarono a scoprire gli effetti che le radiazioni ionizzanti potevano avere sul corpo umano, fu chiaro che esse potevano giocare un ruolo fondamentale anche nella cura dei tumori. La radioterapia, nata proprio in quegli anni, è una tecnica oncologica che utilizza proprio queste radiazioni per il trattamento dei tumori.

Le radiazioni impiegate sono dette ionizzanti perché dotate di un'energia sufficiente ad estrarre gli elettroni dagli atomi colpiti, producendo ioni e andando così a danneggiare la sequenza genetica delle cellule bersaglio. Un'applicazione mirata di tali radiazioni è quindi in grado di danneggiare i tessuti malati, andando ad impedirne la proliferazione e favorirne l'eliminazione.

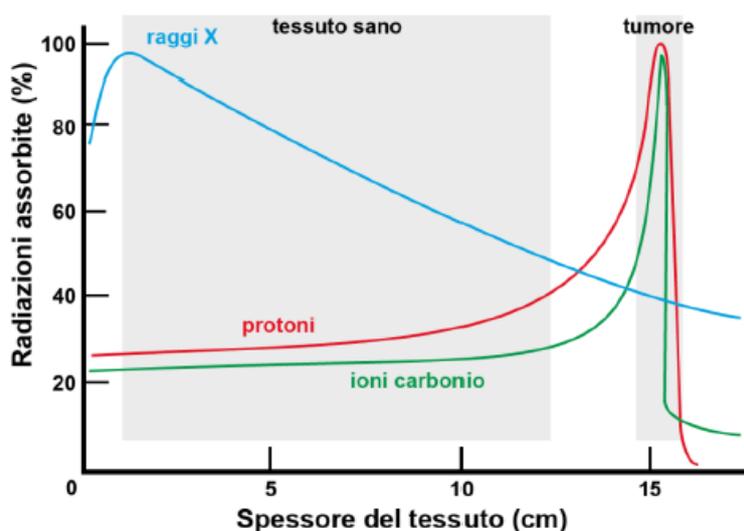


Figura 1.1: Andamento della dose rilasciata in funzione della profondità del tessuto per le principali radiazioni ionizzanti utilizzate nei trattamenti radiologici.

Nella radioterapia convenzionale la radiazione coinvolta è composta da raggi X, raggi γ ed elettroni la cui energia può variare da 5 a 10 MeV. La dose di radiazione rilasciata dai fotoni lungo il loro percorso è definita dalla legge di Beer-Lambert e il suo andamento è riportato in Figura 1.1.

Si può notare che l'energia rilasciata è massima in corrispondenza delle regioni più esterne del corpo. Questo rischia di danneggiare i tessuti sani e, in rari casi, di provocare la formazione di tumori secondari dovuti al trattamento stesso. Ridurre la dose assorbita dai tessuti sani diventa quindi essenziale ai fini dell'applicabilità di queste tecniche.

A tale scopo, una pratica consolidata è quella di rivolgere verso l'area interessata dal tumore più fasci di intensità ridotta, provenienti da diverse direzioni, facendo in modo che essi si intersechino in prossimità della zona malata. Si riduce così la dose assorbita dai tessuti sani, lasciando però invariata la quantità di radiazioni che raggiungono il tumore.

1.1.1 Adroterapia

Una valida alternativa alla radioterapia convenzionale è la più moderna adroterapia. Essa prevede l'utilizzo di fasci di particelle come neutroni, protoni e altri ioni pesanti per il trattamento radiologico dei tumori. L'invenzione di tale tecnica risale agli anni '50, quando R. Wilson propose per la prima volta l'utilizzo di tali particelle per il trattamento di malattie oncologiche [1].

In Figura 1.1 è possibile notare che le particelle cariche seguono un profilo di assorbimento diverso rispetto a quello dei fotoni. La dose assorbita nei primi centimetri è bassa e rimane limitata fino al picco di Bragg, in corrispondenza del quale viene depositata quasi tutta l'energia del fascio.

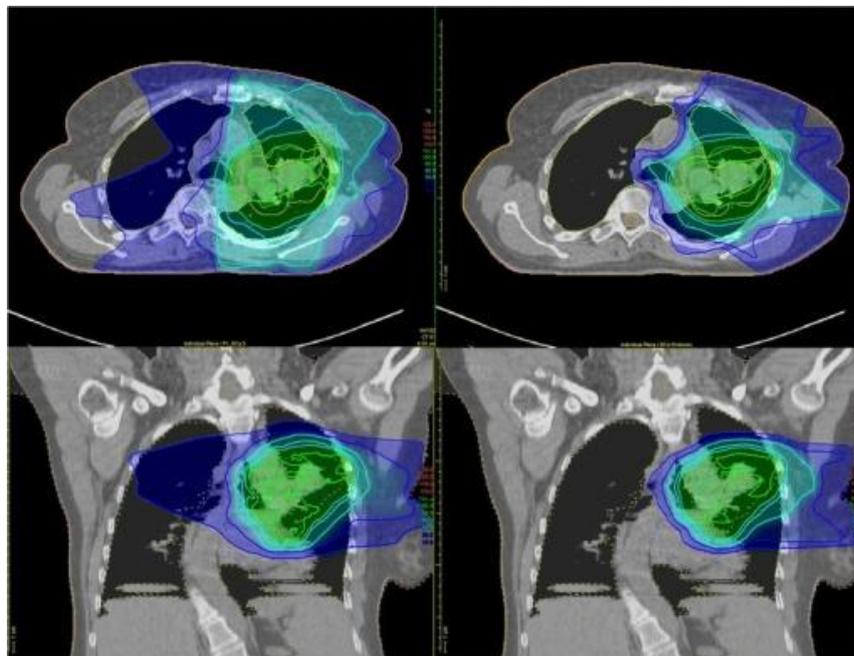


Figura 1.2: Dose assorbita dai tessuti durante il trattamento. A sinistra gli effetti di una seduta di radioterapia, a destra quelli di una seduta di protonterapia.

È quindi possibile, modulando l'energia del fascio, far corrispondere il picco di Bragg con la zona affetta dal tumore. In questo modo è possibile irradiare la zona malata e contemporaneamente ridurre l'esposizione di quella sana. A questo scopo possono essere impiegati anche fasci più energetici per intervenire in modo più incisivo sul tumore, senza mettere a rischio i tessuti sani. Nella Figura 1.2 è possibile apprezzare la differenza tra la radiazione assorbita dai tessuti sani durante un trattamento di radioterapia convenzionale e uno di adroterapia.

1.1.2 Frammentazione nucleare

Quando una particella carica attraversa la materia, oltre alle interazioni coulombiane, possono avvenire anche le meno probabili interazioni nucleari. È essenziale considerare tali interazioni durante la pianificazione di un trattamento di adroterapia perché esse producono particelle in grado di penetrare nei tessuti circostanti.

Alle energie a cui lavora l'adroterapia (tra i 200 e i 400 MeV), gli urti tra le particelle del fascio e gli atomi del bersaglio hanno energia sufficiente per scindere i legami tra i nucleoni. Questo fenomeno prende il nome di frammentazione, più precisamente di frammentazione nucleare [2].

La frammentazione nucleare può essere suddivisa in due fasi principali: abrasione e ablazione, le quali sono riassunte nell'immagine riportata in Figura 1.3.

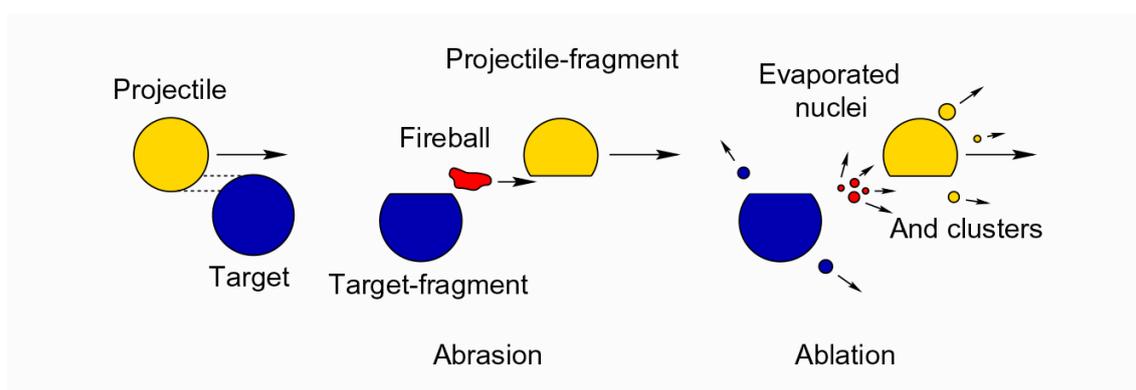


Figura 1.3: Schema del processo di frammentazione nucleare

Durante la prima fase avviene l'urto tra i due nuclei. L'urto deve essere anelastico perché avvenga la frammentazione [3]. Se l'urto è centrale, cioè se il proiettile impatta direttamente sul bersaglio, si parla di frammentazione totale. Se invece l'urto è periferico, ad interagire sono solo frazioni dei due nuclei e si parla di frammentazione parziale. Ovviamente il secondo processo è molto più probabile del primo, anche a causa della repulsione coulombiana.

I nucleoni nella parte interessata dall'urto formano un ammasso detto "fireball". Durante la seconda fase avviene poi la diseccitazione dei prodotti dell'abrasione. Questo processo è responsabile per l'emissione di radiazioni di varia natura tra cui protoni, neutroni, particelle α e fotoni, oltre ovviamente a quello che rimane del proiettile iniziale.

Questi prodotti hanno un range caratteristico generalmente diverso da quello della particella incidente e sono responsabili per la dose assorbita dai tessuti oltre il picco di Bragg. A conferma di ciò, si veda la Figura 1.1, dove si può notare che la dose assorbita di ioni pesanti non scende a zero dopo il picco, ma presenta una coda caratteristica, tipica di questo tipo di particelle.

1.1.3 Esperimento FOOT

I prodotti di frammentazione generati durante una sessione di adroterapia possono rivelarsi un problema per la sicurezza del paziente. Queste radiazioni possono raggiungere i tessuti sani del paziente e danneggiarli. È quindi indispensabile studiare quali frammenti possono generarsi, con quale frequenza e in quale quantità.

In tal senso FOOT [4] è un esperimento che punta allo studio dei fenomeni di frammentazione nucleare relativi ai trattamenti adroterapici. Ad oggi FOOT è in grado di rivelare solo le particelle cariche. Tuttavia, come menzionato in precedenza, tra i prodotti di frammentazione possiamo trovare anche i neutroni.

Un rivelatore come RIPTIDE, in grado di valutare la direzione dei neutroni, potrebbe quindi andare a completare il sistema di rivelatori previsti dall'esperimento FOOT, permettendo di comprendere meglio il fenomeno della frammentazione e favorendo così i progressi nello sviluppo delle terapie adroniche.

1.2 Misure di radioprotezione

La dosimetria, cioè la stima della radiazione assorbita dalla materia, rappresenta un elemento indispensabile per la pianificazione della radioprotezione. Visto che le radiazioni trovano svariate applicazioni in diversi settori, è facile immaginare il perché disporre di rivelatori all'avanguardia sia di fondamentale importanza.

Di seguito sono riportati alcuni ambienti dove la produzione di neutroni altamente energetici non è trascurabile e dove quindi l'applicazione di rivelatori come RIPTIDE potrebbe risultare interessante.

1.2.1 Strutture di radioterapia

Come già analizzato nel paragrafo precedente, i trattamenti radiologici richiedono l'utilizzo di fasci di particelle altamente energetici. Se non calibrati in modo preciso questi fasci possono rivelarsi non solo un pericolo per il paziente, ma anche per chiunque si trovi all'interno della struttura [3]. È infatti inevitabile che i fasci utilizzati, per quanto possano essere collimati, interagiscano con gli altri componenti dell'apparato. Ne consegue quindi il fenomeno della frammentazione che, come già detto, può causare la produzione di neutroni.

Vista la loro capacità di penetrazione, la frequente emissione di neutroni veloci potrebbe rivelarsi dannosa per chiunque frequenti la struttura. È dunque indispensabile l'impiego di tecnologie di schermaggio adeguate contro queste radiazioni e di rivelatori che valutino in tempo reale la quantità di radiazione ambientale.

RIPTIDE potrebbe trovare applicazione in queste strutture come dosimetro attivo per assicurare maggiore sicurezza a medici e pazienti.

1.2.2 Centrali nucleari

Tra le principali fonti di neutroni sul nostro pianeta troviamo sicuramente i reattori a fissione nucleare. Le strutture che ospitano questi impianti sono ovviamente esposte ad una dose di radiazione ambientale superiore alla norma. Assicurare che tale dose rimanga al di sotto delle soglie di sicurezza, in modo da tutelare la salute di chi vi lavora, è quindi un'esigenza primaria di queste strutture.

Le centrali nucleari non sono infatti esenti da usura [3], ed un accurato sistema di rivelazione di neutroni potrebbe evidenziare la presenza di fuoriuscite di radiazioni.

RIPTIDE potrebbe essere una soluzione interessante per monitorare la dose ambientale di neutroni veloci a cui sono sottoposte queste strutture.

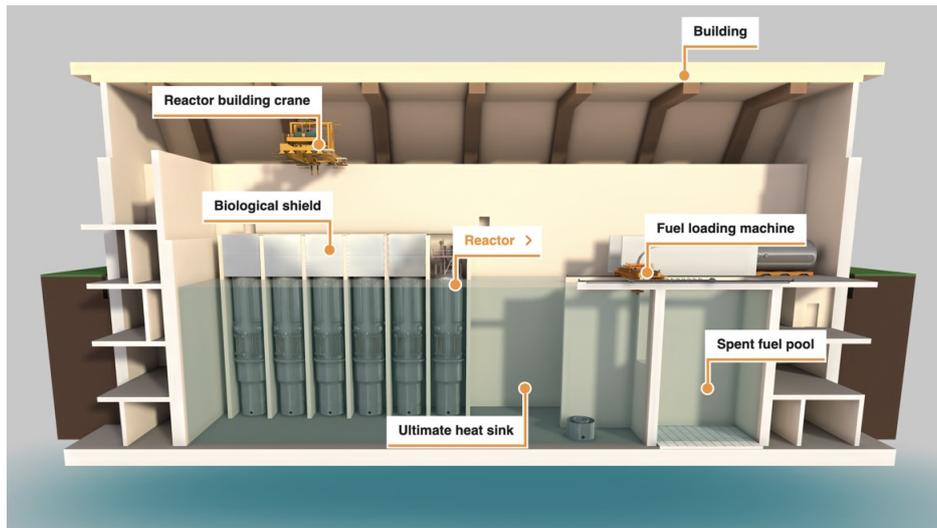


Figura 1.4: Esempio di un modello di Small Modular Reactor [5].

Potrebbe inoltre favorire lo sviluppo di reattori di nuova generazione. Tra i vari progetti per i reattori di nuova generazione vi sono infatti gli Small Modular Reactors (o SMRs). Questi impianti sono ideati per rispondere ad una minore richiesta di energia rispetto ai normali reattori, per questo motivo potranno essere molto più compatti [6].

Come è possibile notare in Figura 1.4, alcuni modelli potrebbero arrivare ad avere le dimensioni di una stanza. Per essere però installati in loco, queste strutture richiedono sistemi di sicurezza passivi all'avanguardia che permettano di rispondere repentinamente in caso di malfunzionamenti. Grazie e soprattutto al suo design compatto, RIPTIDE rappresenta una valida soluzione per soddisfare queste esigenze senza la necessità di aumentare l'ingombro dell'impianto.

1.2.3 Radioprotezione nello spazio

La quantità di neutroni cosmici che raggiunge la superficie terrestre è spesso trascurabile e non è sufficiente a mettere a rischio la salute delle persone o l'integrità delle strutture. Questo non è più vero oltre una certa quota (circa 10 km dal suolo).

Per questo, le strutture destinate ad ospitare gli astronauti, devono essere dotate di misure di radioprotezione aggiuntive [7].

Anche in questo caso lo studio della frammentazione gioca un ruolo fondamentale nella valutazione dei sistemi di sicurezza integrati nelle strutture destinate all'uso spaziale. Sapere quali frammenti secondari possono originarsi e in quale quantità è infatti di vitale importanza per la salvaguardia della salute degli astronauti.

In questo caso RIPTIDE potrebbe ricoprire un ruolo fondamentale nello studio delle interazioni tra la radiazione cosmica e i materiali utilizzati nella costruzione di tali strutture. Inoltre, le sue dimensioni ridotte lo rendono un valido strumento di rivelazione per i neutroni trasportabile a bordo di questi veicoli spaziali.

1.3 Applicazioni alla ricerca

Esistono inoltre vari campi di ricerca che necessitano di rivelatori di neutroni all'avanguardia per effettuare misurazioni sempre più precise. Due di questi sono riportati di seguito.

1.3.1 Fisica nucleare a n_TOF

La facility Neutron Time-of-Flight presso il CERN (n_TOF in breve) è stata sviluppata per lo studio delle interazioni dei neutroni con la materia. La facility è in grado di produrre neutroni su un ampio spettro di energie.

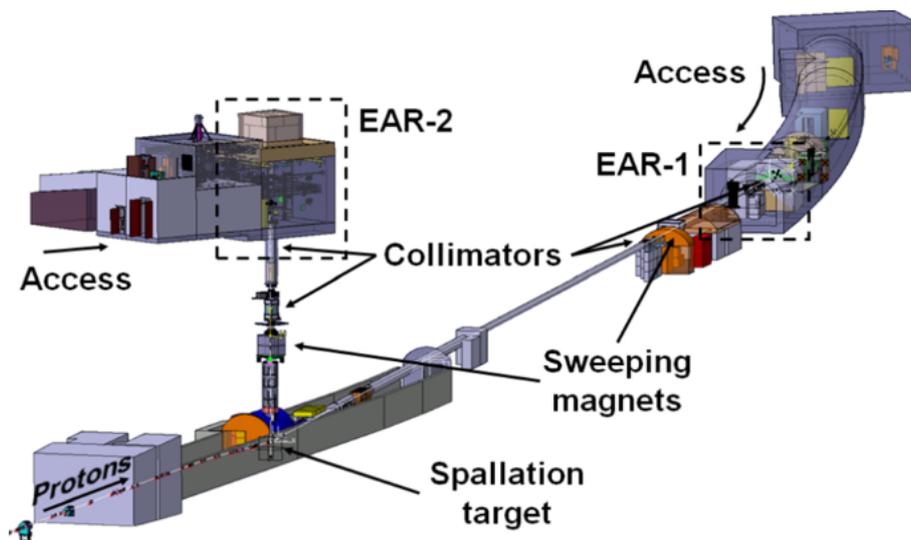


Figura 1.5: Schema della facility n_TOF al CERN.

Attraverso una sorgente pulsata, la facility è in grado di generare per spallazione fasci di neutroni dotati di un'energia che può andare da pochi meV fino a diversi GeV. Un tale spettro permette di studiare le sezioni d'urto delle reazioni nucleari indotte da neutroni al variare dell'energia. Per eseguire tali misure, ad n_TOF vengono impiegati diversi rivelatori di neutroni.

La capacità di RIPTIDE di ricavare energia e direzione dei neutroni che lo attraversano potrebbe essere cruciale per lo studio di reazioni che prevedono queste particelle tra i loro prodotti.

1.3.2 Studio dei neutroni solari

Un'altra possibile applicazione per RIPTIDE potrebbe riguardare il suo utilizzo come rivelatore di neutroni negli studi riguardanti le "solar energetic particles" [8].

A causa delle altissime temperature che raggiunge, l'interno del Sole è composto da plasma, lo stato della materia che si ottiene quando gli elettroni e gli ioni sono separati. Il ripido gradiente termico indotto dalla radiazione origina dei moti convettivi all'interno della stella [9]. Questi, causando la rotazione del plasma, generano i campi magnetici responsabili dell'attività solare. Periodicamente è possibile che l'energia immagazzinata all'interno di questi campi sia rilasciata ed espulsa dalla stella solitamente in prossimità delle macchie solari. Questi fenomeni, detti solar flares rilasciano una grande quantità di radiazione in tutte le lunghezze d'onda dello spettro elettromagnetico, dai raggi gamma ai raggi X, fino alla luce visibile e alle onde radio. Inoltre durante questi eventi estremamente energetici, vengono rilasciate particelle ad alta energia, tra cui protoni, elettroni e ioni pesanti. Queste particelle possono interagire e dare origine alla produzione di neutroni [8].

La loro vita media fuori dal nucleo è però di "soli" 918 secondi, il che porta circa il 70% dei neutroni prodotti a decadere prima di raggiungere la Terra.

Al giorno d'oggi non esiste una misura precisa del flusso di neutroni solari, in quanto questo è tipicamente coperto dal fondo di neutroni cosmici.

Il rivelatore SONTRAC (Solar Neutron TRACking) [10], ad esempio, è stato sviluppato appositamente per rivelare i neutroni nel range di energie tipico di questi eventi (20-250 MeV). RIPTIDE non sarebbe quindi il primo rivelatore ad essere utilizzato per lo studio di tali particelle e, come già accennato, potrebbe essere implementato anche nelle strutture spaziali grazie alle sue dimensioni compatte.

Capitolo 2

Introduzione all'interazione radiazione-materia

In questo capitolo è riportata una rassegna di concetti di fisica, riguardanti la descrizione dell'interazione tra radiazione e materia, utili a comprendere il funzionamento di RIPTIDE e le sue potenziali applicazioni.

2.1 Interazione fotone-materia

Secondo il modello standard i fotoni sono particelle realmente neutre, cioè prive di qualsiasi carica¹. La loro capacità di interagire con la materia deriva dal fatto che mediano l'interazione elettromagnetica. Questo significa che possono interagire solo elettromagneticamente con il mezzo che attraversano.

Diversamente dai fotoni, le particelle massive, sono generalmente dotate di carica (non necessariamente di carica elettrica) e quindi il panorama di reazioni incontro al quale possono andare è più vasto rispetto a quello dei fotoni.

La probabilità che una qualsiasi interazione tra due particelle avvenga è misurata dalla sezione d'urto. Essa può essere interpretata come la superficie efficace (da cui il termine "sezione") che il bersaglio possiede nei confronti di una data interazione.

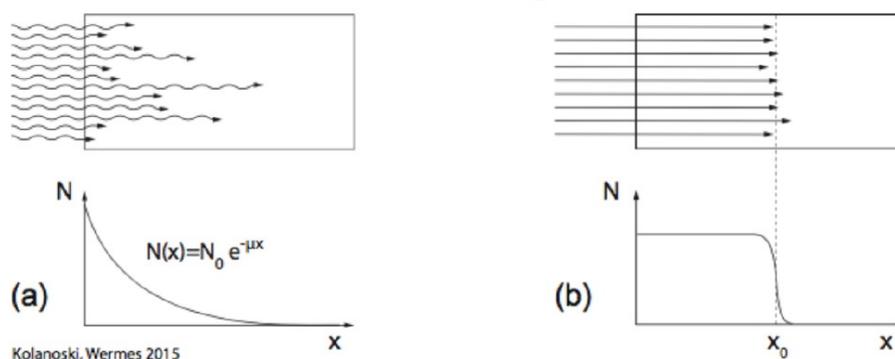


Figura 2.1: Andamento tipico del numero di fotoni (sinistra) e di particelle cariche (destra) mentre attraversano un mezzo [11].

¹Il modello standard prevede l'esistenza di diversi tipi di carica. Ogni carica modula l'intensità con la quale le particelle risentono del campo di interazione associato.

Nell'attraversare un mezzo, il numero di fotoni sfuggiti all'assorbimento diminuisce secondo la legge esponenziale:

$$N(x) = N_0 e^{-n_b \sigma x}$$

Tale andamento, anche noto come legge di Beer-Lambert, è riportato in Figura 2.1 e permette di capire perché il numero massimo di assorbimenti si registri nelle parti più esterne del materiale mentre, oltre una certa profondità, la quantità di fotoni assorbiti diventi trascurabile.

Per quanto riguarda l'interazione tra fotoni e atomi, sono tre i processi che possono avere luogo: effetto fotoelettrico, scattering (di Rayleigh e di Compton) e produzione di coppie [3].

2.1.1 Effetto fotoelettrico

Come visibile in Figura 2.2, l'effetto fotoelettrico è l'interazione dominante quando si trattano i fotoni a basse energie. Durante l'interazione, tutta l'energia del fotone è trasferita all'elettrone, che viene emesso dall'atomo.

Affinché avvenga l'emissione però, è necessario che il fotone incidente possieda un'energia sufficiente a estrarre l'elettrone dalla buca di potenziale in cui si trova. Per ogni materiale, esiste infatti un'energia di soglia, spesso riferita come lavoro di estrazione W_e , che il fotone deve possedere per liberare un elettrone dalla shell più esterna dell'atomo. Una volta libero, l'elettrone non deve più rispettare livelli energetici discreti, e tutta l'energia in eccesso può essere convertita in energia cinetica. La relazione che segue riassume questi concetti:

$$h\nu - W_e = \left(\frac{1}{2}m_e v^2\right)$$

Se l'emissione coinvolge una shell più interna, l'atomo rimane in uno stato eccitato. Per tornare allo stato fondamentale, un elettrone delle shell più esterne passa alla shell rimasta incompleta, emettendo radiazione elettromagnetica (tipicamente raggi X).

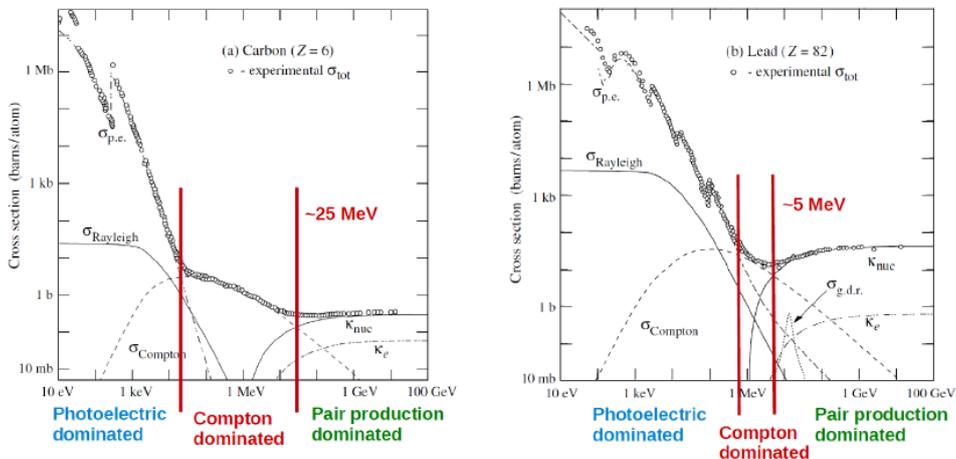


Figura 2.2: Sezioni d'urto dei fotoni nel Carbonio (sinistra) e nel Piombo (destra) [3].

L'effetto fotoelettrico trova svariate applicazioni, ma la più interessante per questa tesi è sicuramente l'applicazione nei sensori di luce, ad esempio il fotodiode.

Un fotodiode è un diode a semiconduttore nel quale è presente una giunzione p-n. Quando polarizzato direttamente, cioè con il terminale negativo connesso alla regione n e il terminale positivo connesso alla regione p, un fotodiode si comporta come un comune diode, rispettando l'equazione di Shockley:

$$i_D = i_0 \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right)$$

dove i_D è la corrente che attraversa il diode, i_0 è la corrente di saturazione inversa, q è la carica elementare, V è la differenza di potenziale alla quale è sottoposto il diode, k_B è la costante di Boltzmann e T è la temperatura della giunzione.

Solitamente i fotodiode non sono progettati per funzionare in polarizzazione diretta ($V > 0$), in quanto un passaggio di corrente eccessiva potrebbe surriscaldarli e danneggiarli. Il fotodiode è ideato per operare in polarizzazione inversa. Quando polarizzato in questo modo, il campo dovuto alla polarizzazione è allineato a quello già presente nel diode.

Quando un fotone con energia sufficiente colpisce la giunzione di un diode avviene l'effetto fotoelettrico. Si crea così una coppia elettrone-lacuna. Se i due portatori di carica si trovano nella depletion region, il campo elettrico presente li separa impedendone la ricombinazione. La lacuna è accelerata verso la regione p e l'elettrone verso la regione n. Questo spostamento di cariche genera una corrente i_{photo} , detta fotocorrente inversa, che va a sommarsi alla corrente inversa che già scorre dentro al diode:

$$i_R = -i_D + i_{photo} = i_0 \left(1 - e^{\frac{qV}{k_B T}} \right) + i_{photo}$$

È possibile sostituire V con $-V_R$. Questo è detto voltaggio di polarizzazione inversa e assume valori positivi quando il diode è polarizzato inversamente.

Come si può notare in Figura 2.3, per $V_R > 0$, anche quando l'illuminazione è nulla all'interno del diode scorre comunque corrente. Spesso ci si riferisce a questo fenomeno con il nome di corrente di buio (o dark current). Se il fotodiode è impiegato per esperimenti di conteggio di fotoni, tale corrente deve essere monitorata e il suo contributo deve essere sottratto dal conteggio.

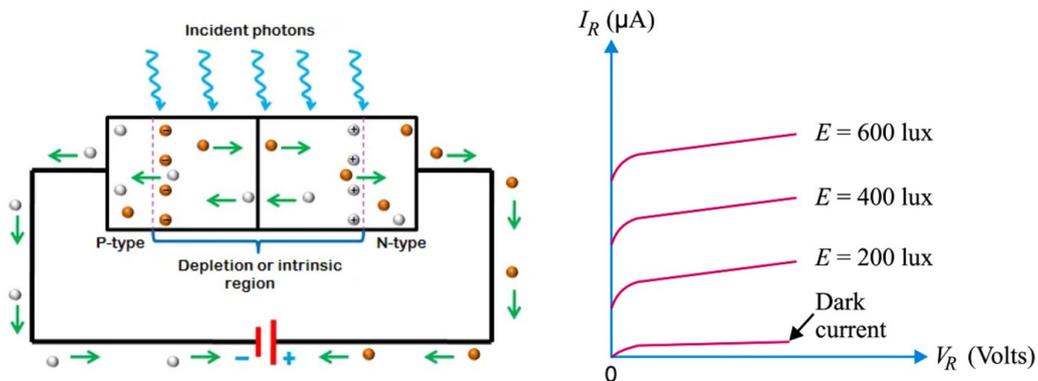


Figura 2.3: Principio di funzionamento di un fotodiode (a sinistra) e andamento della corrente inversa al variare del voltaggio di polarizzazione inversa V_R (a destra).

2.1.2 Effetto Compton

È detto scattering (o diffusione) un processo che avviene senza modificare la natura delle particelle che vi partecipano. Nel caso dei fotoni lo scattering può avvenire in due modi.

Si parla di scattering di Rayleigh quando la diffusione avviene senza trasferimento di energia dal fotone all'elettrone. In questi casi il fotone conserva la sua energia e il rinculo subito dall'atomo è trascurabile. Lo scattering di Rayleigh non contribuisce quindi all'assorbimento dei fotoni da parte della materia. In Figura 2.2 si può notare come questa interazione avvenga solo a energie inferiori ad 1 MeV.

Se al contrario l'elettrone trattiene parte dell'energia, è possibile che esso venga ionizzato e diffuso a sua volta. In questi casi si parla di effetto Compton (o scattering incoerente). L'effetto Compton è l'interazione dominante per le energie che vanno da qualche centinaia di keV a qualche MeV. In questo range energetico, l'assorbimento dei fotoni avviene attraverso una serie di diffusioni Compton, durante le quali il fotone perde progressivamente la sua energia. Quando l'energia è sufficientemente bassa, il fotone è assorbito per effetto fotoelettrico.

2.1.3 Produzione di coppie

Alle alte energie l'effetto dominante è la produzione di coppie. Essa consiste nell'annichilazione del fotone e nella conseguente creazione di un elettrone e di un positrone. Questo fenomeno può avvenire solo in prossimità di un nucleo con il quale il fotone può interagire.

Dai grafici riportati in Figura 2.2, si può notare che essa non avviene ad energie inferiori a 1.022 MeV. Questo valore rappresenta la somma dell'energia a riposo dell'elettrone e del positrone che verranno a crearsi. L'energia in eccesso del fotone sarà convertita in energia cinetica dei prodotti.

Generalmente, un processo di produzione di coppia è seguito da un'annichilazione particella-antiparticella. Il positrone infatti annichila non appena incontra un elettrone. Nel farlo, produce due raggi gamma che vengono emessi in versi opposti ripartendosi l'energia a disposizione della coppia che annichilisce. I fotoni così prodotti avranno un'energia inferiore a quella originale. Se il fotone originale era particolarmente energetico, questo processo può ripetersi diverse volte, originando uno sciame elettromagnetico (o electromagnetic shower) [3]. Tale fenomeno procede fino a quando i fotoni non iniziano ad interagire per effetto Compton, venendo infine assorbiti.

2.2 Interazione particelle cariche-materia

I protoni, i muoni e le particelle α sono esempi di particelle cariche dotate di massa. Diversamente dai fotoni, queste particelle non vengono assorbite dopo il primo urto. In generale sono necessarie diverse interazioni con il mezzo prima che la particella perda tutta la sua energia cinetica.

2.2.1 Equazione di Bethe-Bloch

Stiamo considerando il caso di particelle cariche, che quindi risentono dell'interazione coulombiana e dunque sono in grado di interagire sia con gli elettroni atomici che con i protoni presenti nei nuclei degli atomi del mezzo in cui si propagano. Tuttavia l'urto anelastico con gli elettroni atomici è di gran lunga l'effetto più importante.

Anche se l'urto con un elettrone non è sufficiente a cambiare la direzione del moto in modo sensibile, una frazione piccolissima ma diversa da zero dell'energia cinetica della particella carica viene ceduta nell'urto con l'elettrone atomico, andando ad ionizzare l'atomo associato [3]. Poiché la probabilità di interagire con gli elettroni è molto maggiore di quella di interagire con il nucleo, ne consegue che gran parte della perdita dell'energia di una particella carica sia dovuta agli urti anelastici con gli elettroni atomici.

La capacità di attenuare la radiazione incidente tramite la ionizzazione degli elettroni prende il nome di potere frenante S e il suo andamento è ben approssimato dall'equazione di Bethe-Bloch:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} - 2 \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right)$$

dove m_e e r_e sono rispettivamente massa e raggio dell'elettrone, N_e è la densità elettronica del bersaglio, z è il numero atomico della particella, β è il rapporto tra la velocità della particella e quella della luce e γ è il fattore di Lorentz.

$\delta(\gamma)$ e $C(\beta\gamma, I)$ sono invece due termini correttivi: il primo corregge l'andamento all'aumentare di $\beta\gamma$ ("Fermi plateau"), mentre il secondo lo corregge alle basse energie. L'andamento del potere frenante in funzione dell'energia della particella proiettile è riportato in Figura 2.4.

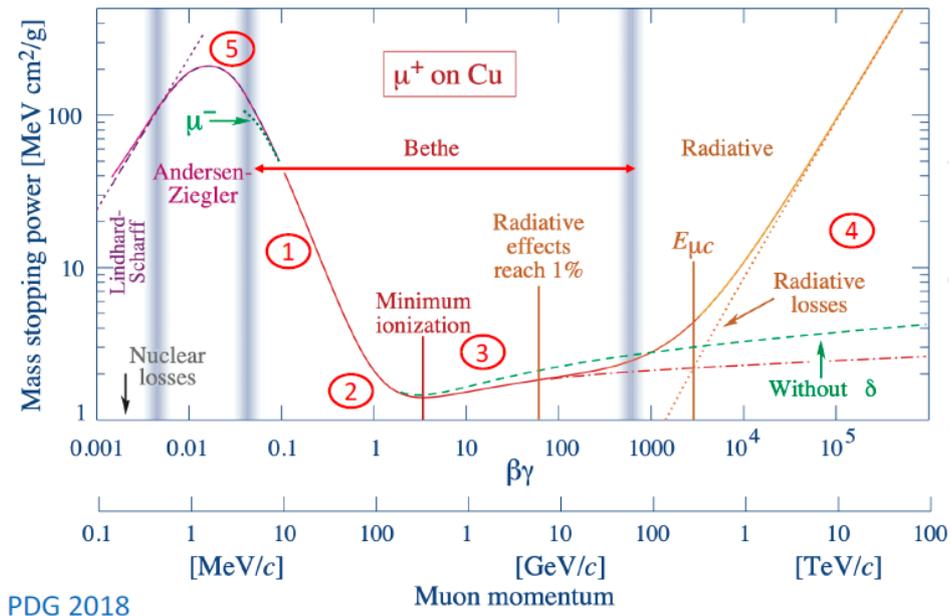


Figura 2.4: Andamento del potere frenante del Rame per μ^+ [3].

Come si può notare, il potere frenante è una funzione sia della particella considerata, sia del mezzo in cui si propaga. Per quanto riguarda le applicazioni presentate in questa tesi, è sufficiente tenere conto della dipendenza:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \propto N_e \frac{z^2}{\beta^2} \propto \rho \frac{z^2}{\beta^2}$$

Da quest'ultima espressione si deducono diverse informazioni rilevanti. I materiali più densi hanno un potere frenante maggiore. Più una particella è carica, più risentirà del potere frenante del mezzo.

Inoltre ricordando la definizione di quantità di moto relativistica:

$$p = \gamma m_0 \beta c$$

comprendiamo come particelle con stessa energia ma massa diversa risentano in modo diverso del potere frenante. Questo fenomeno, mostrato anche in Figura 2.5, può essere sfruttato nei rivelatori per risalire alla massa di una particella conoscendone l'energia.

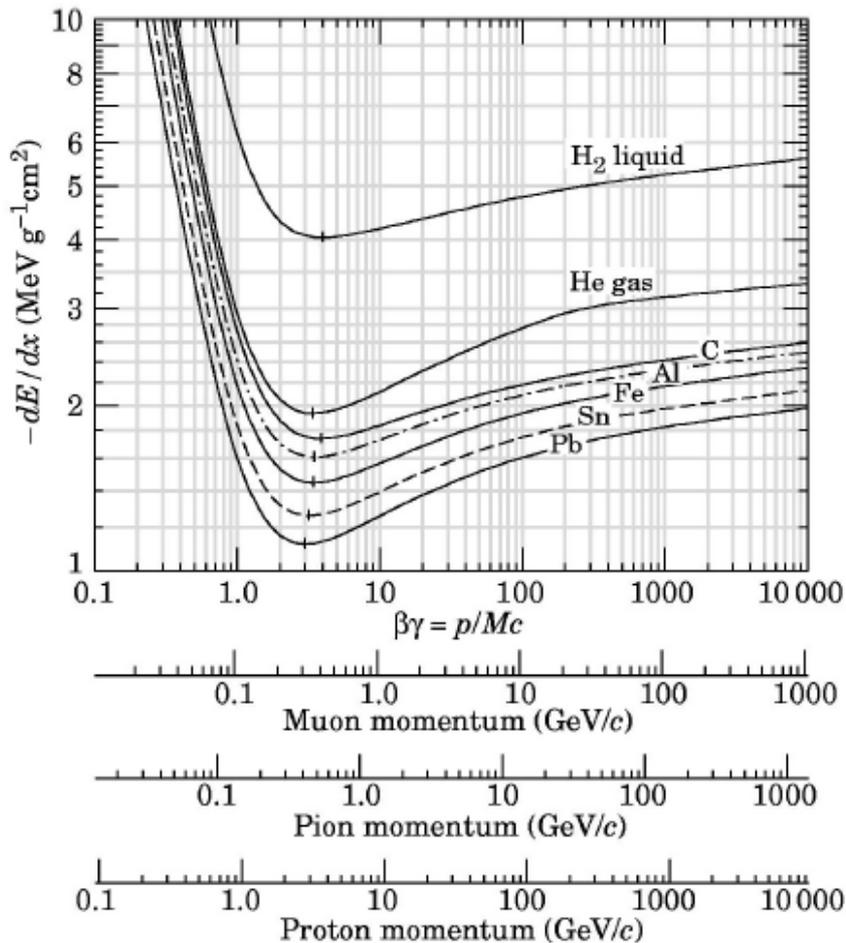


Figura 2.5: Potere frenante di diversi materiali nei confronti di diverse particelle.

2.2.2 Range di una particella carica e picco di Bragg

Si è detto che generalmente sono necessari più urti per privare una particella di tutta (o quasi) la sua energia cinetica. Quando ciò avviene la particella si ferma. Possiamo quindi definire il "range" di tale particella in un materiale come la profondità raggiunta da essa prima di fermarsi.

Dal punto di vista matematico si può definire tale grandezza come segue:

$$R = - \int_{K_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dK$$

Il segno meno è stato inserito per assicurare che il range sia definito come una grandezza positiva. Inserendo nell'integrale la dipendenza trovata nel paragrafo precedente otteniamo:

$$T \propto \int_{K_0}^0 \frac{\beta^2}{N_e z^2} dK \propto \int_{K_0}^0 \frac{K}{N_e z^2} dK$$

Ne consegue che una particella ha un range più corto nei materiali più elettronicamente densi. Inoltre, più la carica della particella è grande, prima terminerà la sua energia.

Inoltre, considerando che dalla formula di Bethe-Bloch si evince:

$$S(E) = - \frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}$$

diventa chiaro che le particelle cariche si muoveranno rilasciando una quantità minima di energia per buona parte della loro traiettoria nel materiale, per poi dissiparla totalmente negli ultimi tratti del proprio range. L'andamento è riportato in Figura 2.1 ed è ben visibile nella curva riportata in Figura 2.6 che mette in relazione la profondità raggiunta e l'energia dissipata da queste particelle.

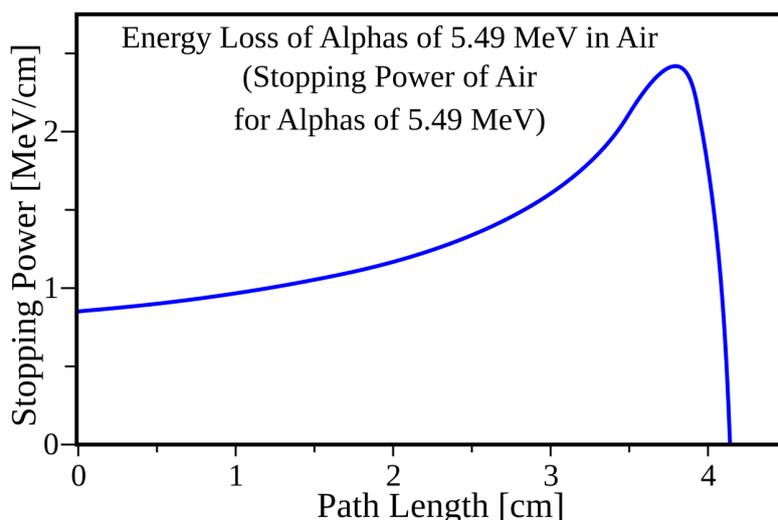


Figura 2.6: Andamento del potere frenante dell'aria per le particelle α emesse dall'Americio-241.

2.3 Interazione tra neutroni e materia

I neutroni sono particelle elettricamente neutre, quindi non risentono dell'interazione coulombiana. Questo esclude ogni forma di interazione con gli elettroni atomici. Gli unici canali di interazione di un neutrone sono quindi di natura nucleare. Se si considera che il nucleo ha un volume 10^4 volte più piccolo di quello dell'atomo, si comprende che i neutroni hanno una bassa probabilità di interagire con il mezzo che attraversano.

Inoltre non è possibile accelerare i neutroni come solitamente accade con le particelle cariche, ma piuttosto è possibile produrre neutroni altamente energetici e ridurre la loro velocità attraverso i cosiddetti materiali "moderatori".

Spesso i neutroni vengono categorizzati a seconda della loro energia come segue: neutroni termici (sotto 0.025 eV), neutroni epitermici (0.025-1000 eV), neutroni lenti (1-100 keV), neutroni veloci (0.1-20 MeV) e neutroni relativistici (oltre 20 MeV). Conoscere i principali canali di interazione per ognuno di questi neutroni è fondamentale per lo sviluppo di rivelatori in grado di rivelarli. Di seguito sono riportate le interazioni che possono avvenire.

2.3.1 Scattering elastico

Per i neutroni con un'energia massima di qualche MeV il processo più probabile è lo scattering elastico. Durante quest'ultimo, parte dell'energia cinetica del neutrone viene ceduta al nucleo. Per i neutroni lenti, la quantità di moto trasferita è troppo bassa per permetterne la rilevazione. Al contrario, per neutroni veloci, l'energia trasferita è considerevole e quindi lo scattering elastico è un metodo valido per la rivelazione di tali neutroni. RIPTIDE si basa proprio su questa tipologia di fenomeni.

Oltre alla rivelazione, un'altra delle applicazioni principali per lo scattering elastico di neutroni veloci è la termalizzazione (cioè il rallentamento). Conoscendo il mezzo in cui si sta propagando il neutrone, e conoscendo l'energia di quest'ultimo, è infatti possibile stimare la percentuale di energia persa nel processo. Assumendo infatti un'energia iniziale E_0 , dopo l'impatto l'energia sarà [12]:

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0$$

Questa relazione mostra come l'idrogeno sia il miglior moderatore per i neutroni. Effettivamente si stima che per termalizzare un neutrone di 2 MeV, usando come moderatore l'idrogeno, siano necessari 18 eventi, mentre per ottenere lo stesso risultato usando il Carbonio-12 ne servono 115 [13].

2.3.2 Scattering anelastico

Se l'energia dei neutroni è sufficientemente alta, la probabilità che avvenga uno scattering anelastico diventa non trascurabile. In questo caso, a seguito di un urto, il nucleo colpito rimarrà in uno stato eccitato per un tempo caratteristico prima di diseccitarsi tramite l'emissione di radiazione (tipicamente raggi γ).

Dopo l'urto con il nucleo, il neutrone perde gran parte della sua energia. Si noti, come mostrato in Figura 2.7, che lo scattering anelastico non è possibile a tutte le energie. È necessaria infatti un'energia minima, detta energia di soglia, perché il processo avvenga.

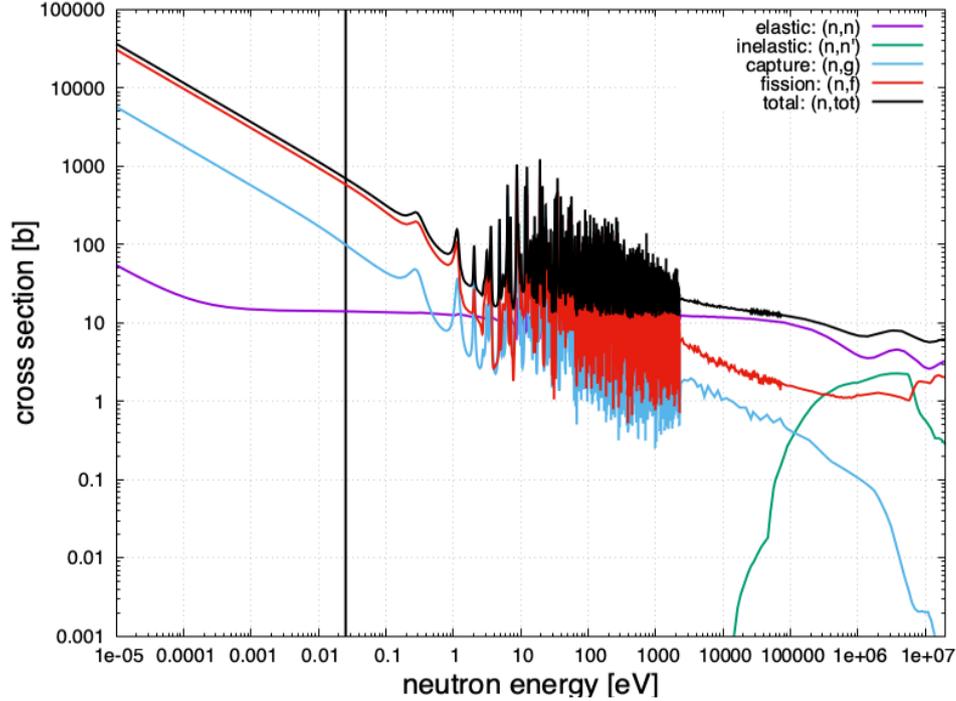
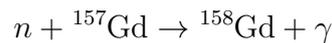
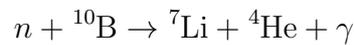


Figura 2.7: Sezioni d'urto delle interazioni tra neutroni e Uranio-235 .

2.3.3 Reazioni esoergoniche e cattura radiativa

È possibile che durante l'urto con un nucleo il neutrone incidente sia assorbito (catturato) dallo stesso. In questo modo si viene a formare un isotopo del nucleo iniziale, generalmente in uno stato eccitato e dunque non stabile. In questi casi, dopo un tempo caratteristico, avviene l'emissione di radiazione che riporta il nuovo nucleo allo stato fondamentale. Di seguito sono riportati un paio di esempi di reazioni che trovano applicazione nella rivelazione neutronica:



Entrambe hanno sezioni d'urto notevoli quando si tratta di neutroni termici o lenti (rispettivamente 3.8×10^3 barn e 2.4×10^5 barn). Trovano quindi diverse applicazioni nella rivelazione di neutroni a basse energie.

2.3.4 Fissione nucleare

Infine, un ulteriore metodo di interazione tra i neutroni e la materia è la fissione nucleare. Essa avviene solitamente nei nuclei di grandi dimensioni, dove l'aggiunta di un neutrone crea un nuovo nucleo eccitato che, invece di decadere tramite l'emissione di radiazione, inizia a deformarsi.

Se la deformazione dovesse avere un impatto positivo sull'energia complessiva del sistema, questa proseguirebbe portando alla fissione. Se al contrario la forma sferica del nucleo fosse energeticamente favorevole, la fissione sarebbe interrotta.

La fissione è spesso alla base di rivelatori destinati ad ambienti dove la radiazione γ è notevole. Essi infatti sono insensibili a tale radiazione che non ne disturba il funzionamento. Possono però essere pericolosi per la salute a causa della tossicità dei prodotti di fissione.

Capitolo 3

Rivelatori di neutroni

Questo capitolo prende in esame le principali tecniche per la rivelazione di neutroni, per poi concentrarsi sui rivelatori a scintillazione e, più nello specifico, sul funzionamento di RIPTIDE.

3.1 Generalità sulla rivelazione di neutroni

La mancanza di carica elettrica rende la rivelazione dei neutroni un processo estremamente complicato. Non è un caso infatti che la loro scoperta risalga solo al 1932, 13 anni dopo la scoperta del protone (1919) e ben 35 anni dopo quella dell'elettrone (1897).

Nel capitolo precedente sono state trattate le possibili interazioni tra neutrone e materia. I rivelatori di neutroni sono in grado di registrare il passaggio di tali particelle in modo indiretto: invece di cercare di rivelare il neutrone, essi registrano il passaggio delle particelle cariche prodotte dalle reazioni nucleari da essi indotte. Un rivelatore di neutroni si compone dunque di due componenti: un "convertitore" in grado di produrre particelle cariche al passaggio di un neutrone e un rivelatore di particelle.

Quando si progetta un rivelatore di neutroni, un elemento da tenere in considerazione è l'intervallo di energie di interesse. Nel capitolo precedente, infatti, si è mostrato come determinati processi siano utili alla rivelazione solo entro certi intervalli di energie. Lo scattering elastico, ad esempio, non può essere usato per rivelare i neutroni lenti, ma è ampiamente impiegato nella rivelazione di neutroni veloci. RIPTIDE sfrutta proprio lo scattering elastico per registrare il passaggio dei neutroni.

Generalmente, i rivelatori di neutroni sono semplici contatori, tuttavia utilizzando il metodo del tempo di volo (se è possibile) possono essere impiegati anche come spettrometri. In particolare, i contatori hanno il compito di stimare il numero di neutroni che li attraversano, mentre gli spettrometri restituiscono anche informazioni sull'energia del neutrone.

La Recoil Proton Track Imaging (RPTI) è un'innovativa tecnica di rivelazione che permette di usare le tracce dei protoni di rinculo per determinare la quantità di moto dei neutroni. Questa tecnica è alla base del funzionamento di RIPTIDE.

3.1.1 Tipologie di rivelatori di neutroni

È possibile classificare i rivelatori in base al loro funzionamento e alle loro caratteristiche fisiche. Le principali categorie nelle quali possono essere suddivisi i rivelatori di neutroni veloci sono tre: a gas, a semiconduttori e a scintillazione [14].

Il funzionamento dei rivelatori a gas è praticamente analogo a quello delle camere di ionizzazione. Inserendo all'interno del rivelatore tracce di elementi dall'elevata sezione d'urto neutronica si aumenta la probabilità che un neutrone interagisca e di conseguenza la probabilità di produzione di particelle cariche.

Precedentemente si è analizzato come questi prodotti siano effettivamente in grado di ionizzare le molecole del mezzo che attraversano. Quando questo avviene, all'interno del rivelatore vengono a crearsi coppie ione-elettrone, che sono poi raccolte da un anodo e da un catodo restituendo un segnale e rivelando così il passaggio del neutrone.

Un esempio di rivelatore a gas per neutroni veloci è la camera a fissione. Al suo interno si trova un campione di Uranio-235 che, in seguito alla cattura di un neutrone veloce, va incontro a fissione producendo particelle cariche che saranno poi rilevate.

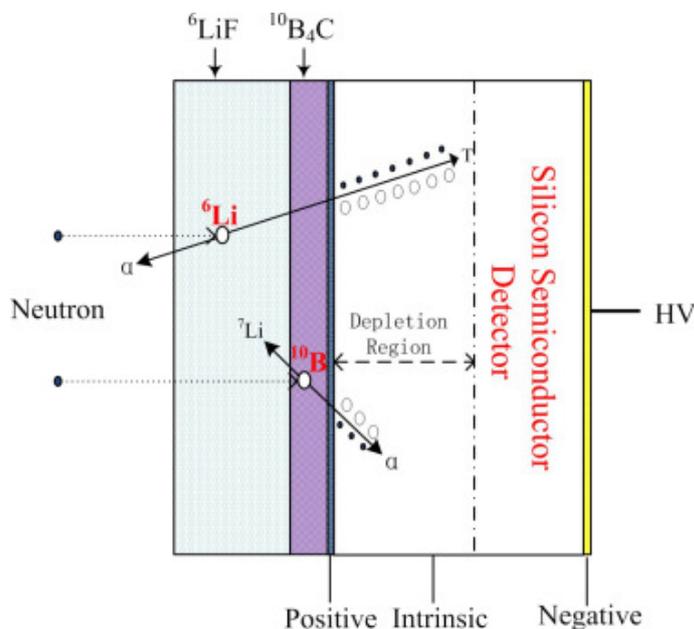


Figura 3.1: Funzionamento di un rivelatore di neutroni a semiconduttore.

Anche nei rivelatori a semiconduttore, la rivelazione avviene tramite la conversione dei neutroni incidenti in prodotti di reazione carichi. I materiali principalmente utilizzati a tale scopo sono il Boro-10 e il Litio-6 che, come già detto, sono dotati di una sezione d'urto neutronica elevata e nota.

Questi materiali ricoprono una giunzione p-n polarizzata inversamente. Nel momento in cui un neutrone raggiunge il convertitore, esso ha una buona probabilità di reagire, producendo particelle cariche. Se i prodotti di tale reazione raggiungono la giunzione, possono dare origine ad una coppia elettrone-lacuna. La polarizzazione inversa assicura che le cariche migrino attraverso la regione di svuotamento (depletion region), originando un impulso di corrente. Tramite questo impulso è possibile registrare il passaggio del neutrone.

Esistono infine i rivelatori a scintillazione. Visto che tra questi rientra anche RIPTIDE, i principi alla base del funzionamento di questi ultimi saranno trattati in modo più approfondito nel prossimo paragrafo.

3.2 Rivelatori a scintillazione

Una trattazione separata va sicuramente dedicata ai rivelatori a scintillazione. Essi si compongono di materiali speciali, all'interno dei quali l'energia delle radiazioni ionizzanti viene convertita in luce, più precisamente in luce di scintillazione. A seconda del materiale, la luce di scintillazione viene emessa con una lunghezza d'onda caratteristica. Spesso i materiali scelti per svolgere la funzione di scintillatori sono in grado di emettere fotoni nella banda del visibile.

Nel caso specifico della rivelazione di neutroni, la radiazione ionizzante è composta dai prodotti di reazione che si originano quando i neutroni interagiscono con lo scintillatore stesso. Idealmente un materiale scintillatore adatto a rivelare i neutroni dovrebbe possedere le seguenti caratteristiche:

- deve essere in grado di convertire una buona percentuale dell'energia delle particelle cariche in luce. Questi materiali si dicono ad alta efficienza di scintillazione;
- la quantità di fotoni prodotta deve essere più lineare possibile con l'energia depositata dalla radiazione incidente;
- deve essere trasparente alle lunghezze d'onda che esso stesso emette per evitare successivi riassorbimenti;
- il tempo di rilascio della radiazione luminosa indotta deve essere più breve possibile, in modo da permettere una rilevazione veloce;
- deve avere un indice di rifrazione più vicino possibile a quello del materiale con cui si trova a contatto. Questo minimizza gli effetti rifrattivi.

Ovviamente trovare uno scintillatore che soddisfi contemporaneamente tutti questi requisiti è impensabile. Gli scintillatori esistenti verificano solo alcuni dei punti sopra elencati, per questo motivo per ogni applicazione si selezionerà lo scintillatore con le caratteristiche più adatte.

Gli scintillatori si dividono in due categorie principali: inorganici e organici. I primi, spesso composti da alogenuri di metalli alcalini, tendono ad avere una resa in luce maggiore oltre che una risposta in luce più lineare.

I secondi invece presentano una risposta più rapida, con tempi di decadimento dell'ordine dei nanosecondi. Inoltre, grazie al loro alto contenuto di idrogeno, sono ideali per la tecnica RPTI. L'elevata densità di protoni è infatti indispensabile per permettere lo scattering n-p alla base di questi rivelatori.

3.2.1 Scintillatori organici

In uno scintillatore organico, la luce di scintillazione è rilasciata durante la transizione da un livello energetico superiore ad uno inferiore. Il tempo di risposta particolarmente ridotto di questi materiali è dovuto alla particolare struttura dei livelli energetici delle molecole che li compongono [15].

Tale struttura è caratterizzata da una particolare configurazione elettronica, tipica di certi composti a base di carbonio, detta legame- π . In tale configurazione, i livelli elettronici si dividono in una serie di stati di singoletto ($spin = 0$) e una serie stati di tripletto ($spin = 1$). Ognuno di questi livelli energetici è ulteriormente suddiviso in sottolivelli dovuti ai modi vibrazionali della molecola (livelli vibrazionali).

In Figura 3.2 è riportata una rappresentazione dei livelli energetici di uno scintillatore organico. Tipicamente, la differenza in energia dei primi due stati di singoletto è di circa 3-4 eV, mentre i livelli vibrazionali differiscono tra loro di 0.15 eV.

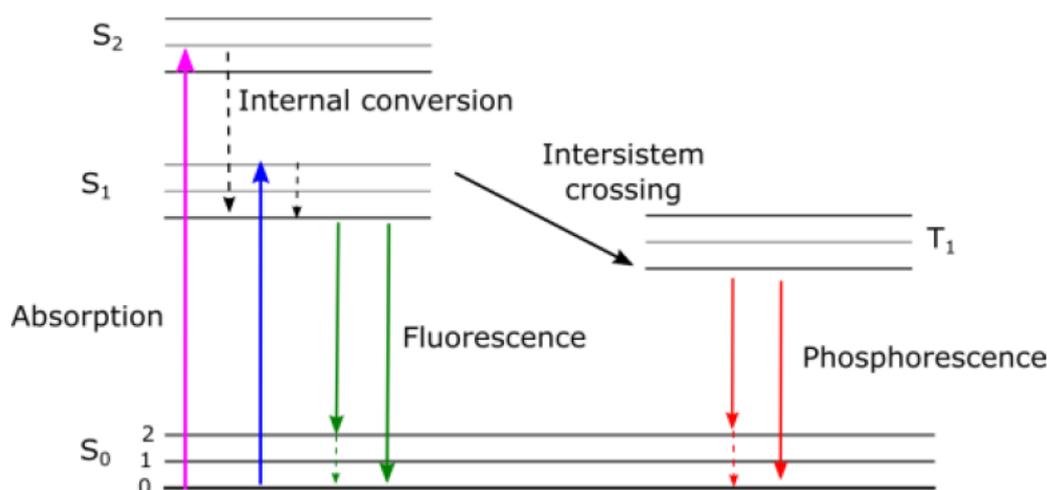


Figura 3.2: Livelli energetici di uno scintillatore organico. S_0 , S_1 e S_2 sono stati di singoletto, mentre T_1 è uno stato di tripletto [15].

A temperatura ambiente, l'energia termica a disposizione delle particelle è circa 0.025 eV, molto inferiore rispetto a quella necessaria perché avvenga una transizione. In questa condizione la quasi totalità degli elettroni si dispone nello stato fondamentale, cioè nello stato di singoletto a energia minima (S_0).

Quando la radiazione attraversa lo scintillatore, essa può cedere parte della sua energia agli elettroni con i quali interagisce, permettendo loro di raggiungere livelli energetici superiori. I livelli vibrazionali in questo caso sono dissipati velocemente e in maniera non radiativa. A questo punto, l'emissione dell'energia rimanente può avvenire in due modi: tramite fluorescenza o tramite fosforescenza.

Si parla di fluorescenza quando l'elettrone passa direttamente da uno stato di singoletto ad un altro. Questa transizione rilascia gran parte dell'energia e avviene in tempi che vanno da 10^{-10} a 10^{-7} secondi.

Alternativamente, può avvenire prima una transizione intermedia allo stato di tripletto, seguita poi da un ritorno allo stato di singoletto. In questo caso si parla di fosforescenza. L'energia emessa in questo caso è inferiore e i tempi caratteristici vanno da 10^{-5} a 10^{-3} secondi.

I fotoni emessi durante i processi di fosforescenza vengono emessi in ritardo rispetto a quelli di fluorescenza. Oltre a questo, i fotoni emessi durante la fluorescenza sono dotati di energie minori, pertanto hanno lunghezze d'onda caratteristiche maggiori.

Visto che queste proprietà dipendono unicamente dai livelli energetici delle molecole alla base del materiale, non è importante lo stato della materia di cui è composto lo scintillatore.

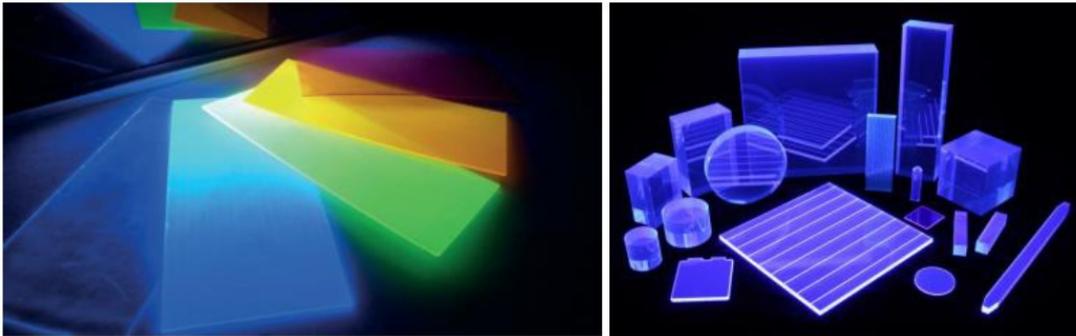


Figura 3.3: Scintillatori a base di polistirene (a sinistra) [16] e scintillatori a base di poliviniltoluene (a destra) [17].

È inoltre importante sottolineare che i materiali scintillatori tendono a essere trasparenti nei confronti delle frequenze che emettono per fluorescenza. Dalla Figura 3.2 si evince infatti che i fotoni di fluorescenza sono troppo poco energetici per permettere la transizione da uno stato di singoletto all'altro.

Nel campo della rivelazione trovano largo impiego gli scintillatori plastici, grazie al loro costo ridotto e alla grande varietà di forme nelle quali sono reperibili. La scelta della dimensione dello scintillatore deve essere fatta con molta attenzione. Il materiale deve infatti essere sufficientemente spesso per assicurare una buona probabilità che avvenga lo scattering n-p, ma non così spesso da impedire alla luce di scintillazione di fuoriuscire [14].

3.3 Funzionamento di RIPTIDE

Alla luce di quanto detto precedentemente, è ora possibile analizzare i principali componenti di RIPTIDE e studiarne il principio di funzionamento [18] [19].

In Figura 3.4 è riportata la struttura di base di RIPTIDE. Essa è composta dai seguenti elementi: uno scintillatore plastico di forma cubica, tre¹ sistemi ottici accoppiati ad altrettanti sensori di luce e un fotomoltiplicatore al silicio (SiPM in breve) con funzione di trigger per i sensori.

¹Per la ricostruzione della traccia sarebbero sufficienti anche solo due sistemi ottici.

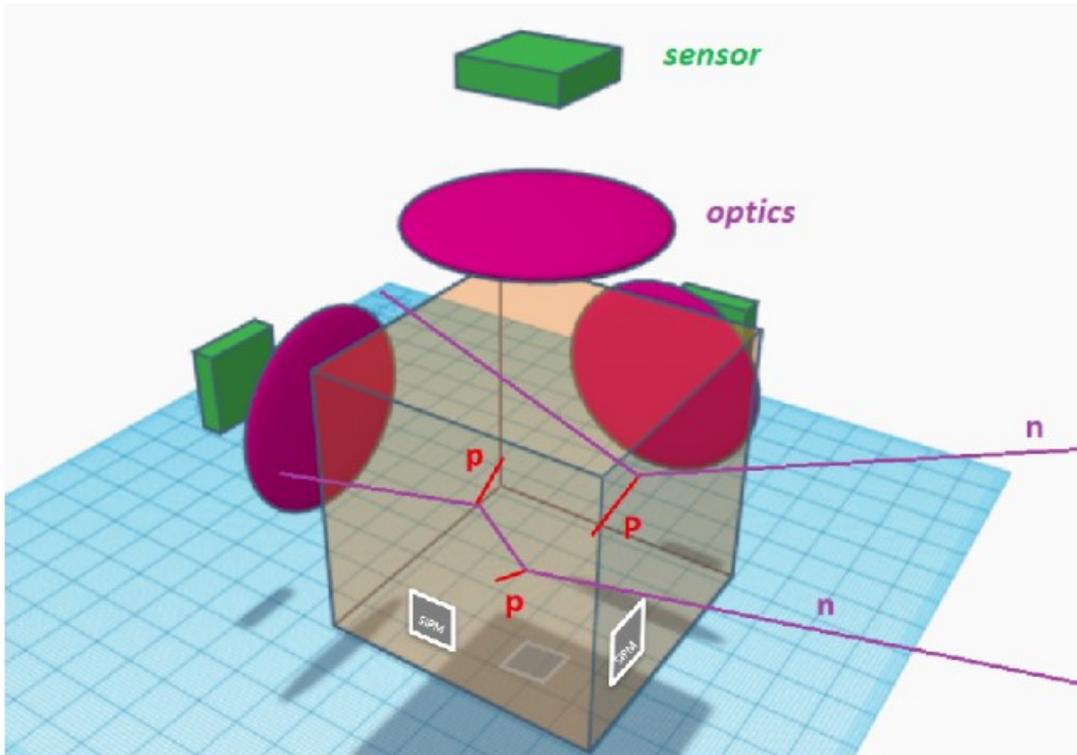


Figura 3.4: Struttura di base di RIPTIDE.

Come già detto, per essere identificato, un neutrone deve interagire con uno dei nuclei dello scintillatore. La probabilità che avvenga questa interazione è bassa, quindi la maggior parte dei neutroni che attraversano il rivelatore non viene registrata. Lo scintillatore alla base di RIPTIDE è organico, pertanto è composto principalmente da carbonio e idrogeno.

Quando un neutrone che attraversa lo scintillatore urta un nucleo di idrogeno (cioè un protone), gli trasferisce parte della sua energia. Il protone inizierà quindi a muoversi all'interno dello scintillatore, con conseguente produzione di luce di scintillazione lungo il suo tragitto. Tramite il SiPM è possibile sincronizzare i tempi di acquisizione dei sensori responsabili della conversione della luce prodotta in segnale elettrico.

Perché sia possibile una stima dell'energia del neutrone è necessario che avvenga almeno uno scattering n-p all'interno del rivelatore. Se invece dovessero avvenire due interazioni, diventerebbe possibile determinarne anche la direzione di provenienza del neutrone [20]. Uno schema di entrambi i processi è riportato in Figura 3.4.

Questo sistema non è però esente da complicazioni. Alle energie alle quali RIPTIDE è destinato a lavorare (5-50 MeV), la sezione d'urto neutronica del carbonio non è trascurabile. Un urto con un nucleo di carbonio rischia di invalidare completamente la misura dell'energia e della direzione del neutrone.

Come si è già analizzato, durante uno scattering elastico la quantità di energia che il neutrone conserva dopo l'urto dipende dal numero di massa A del nucleo bersaglio:

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0$$

Da questa si ricava facilmente l'energia trasferita al nucleo durante tale processo:

$$0 < \Delta E < \frac{4A}{(A+1)^2} E_0$$

Si riesce ad apprezzare come l'energia ceduta cali all'aumentare del numero di massa del nucleo. In particolare durante un urto con un nucleo di idrogeno ($A = 1$), un neutrone può perdere tutta la sua energia, mentre durante un urto con un nucleo di carbonio ($A = 12$) l'energia massima trasferibile è circa il 28%.

Questo aspetto, unito al fatto che il range di un nucleo di carbonio è circa un terzo di quello di un protone di egual energia, rende gli urti con i nuclei di carbonio più difficili da identificare. Lo studio di questi fenomeni [21] non è argomento centrale di questa tesi, che invece si limiterà all'analisi del sensore CMOS usato per acquisire la luce di scintillazione.

Di seguito è riportata una breve analisi dei componenti principali di RIPTIDE.

3.3.1 Scintillatore plastico

All'interno di RIPTIDE è impiegato uno scintillatore plastico a forma di cubo (di lato 6 cm). In particolare si tratta di BC-408 [22], uno scintillatore di poliviniltoluene simile a quelli riportati in Figura 3.3.

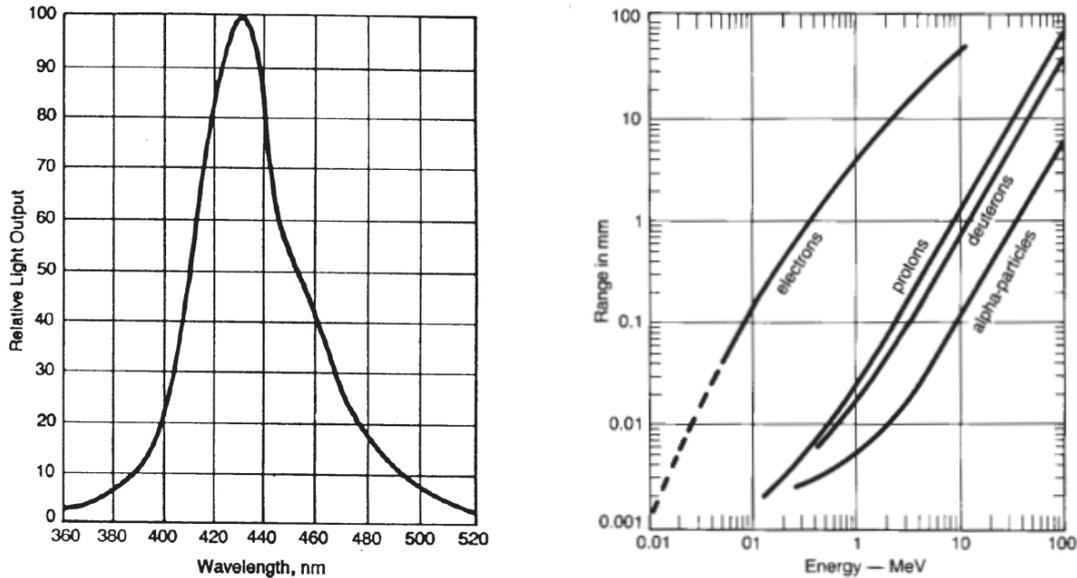


Figura 3.5: Lo spettro di emissione del poliviniltoluene (a sinistra) e l'andamento del range di varie particelle all'interno del BC-408 al variare della loro energia [22].

La scelta del BC-408 è dovuta alla sua notevole resa luminosa (circa il 64% rispetto a quella dell'antracene²) e alla sua ottima velocità di emissione rispetto agli altri scintillatori organici (circa 2.1 ns).

Inoltre, la sua struttura chimica $[CH_2CH(C_6H_4CH_3)]_n$, presenta un rapporto idrogeno carbonio vicino all'unità, vantaggioso per l'impiego nel settore della rivelazione di neutroni.

²L'antracene presenta la resa luminosa di riferimento per gli scintillatori.

Come si può notare dalla Figura 3.5, lo spettro di emissione del BC-408 presenta un massimo attorno a 430 nm. Questa informazione è indispensabile per la scelta del sensore di luce da affiancargli.

I dettagli sul sistema ottico sono riportati nel capitolo successivo, dedicato all'apparato sperimentale usato per l'acquisizione dati.

3.3.2 Sensore CMOS

Fino a non molto tempo fa, i dispositivi ad accoppiamento di carica (Charge-Coupled Device, CCD in breve) rappresentavano l'avanguardia nel campo dell'acquisizione luminosa in banda visibile-UV.

I CCD sono costituiti da una griglia di elementi semiconduttori, detti fotositi, ognuno dei quali è in grado di accumulare carica elettrica quando colpito da un fotone. La carica accumulata nel fotosito è proporzionale all'intensità della radiazione luminosa incidente.

Quando stimolato da un impulso elettrico, un fotosito è in grado di trasferire la carica accumulata in quello adiacente. Tramite impulsi temporizzati, è quindi possibile far convergere la carica immagazzinata verso un output comune. Una volta lasciata la matrice, la carica accumulata viene convertita in un segnale che è poi associato ad una gradazione di grigio (grey level). Inserendo tale gradazione nel pixel corrispondente al fotosito è possibile creare una versione digitale dell'immagine registrata.

Solo di recente si è ripreso ad usare i semiconduttori a ossido di metallo complementare (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor, CMOS in breve) come sensori di luce. Insieme ai CCD, sono i migliori sensori di luce disponibili per lo spettro visibile-UV.

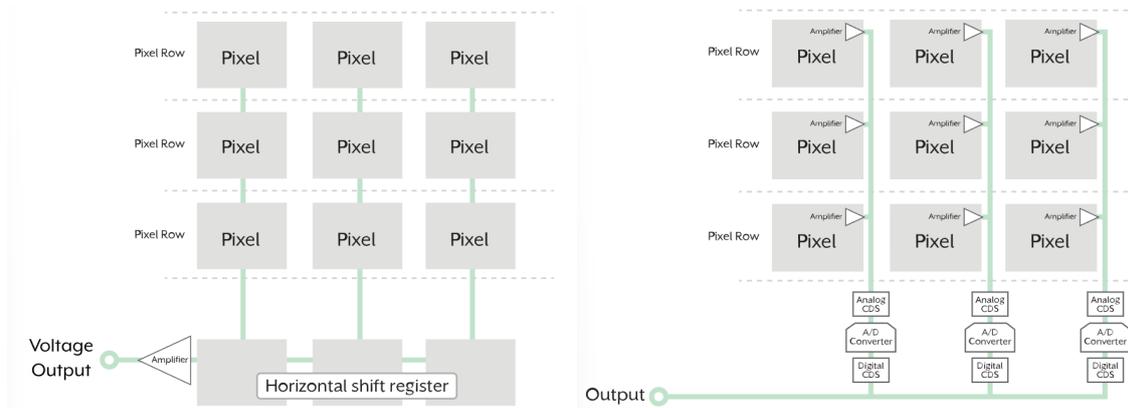


Figura 3.6: Schemi raffiguranti un sensore CCD (a sinistra) e un sensore CMOS (a destra) [23]. Nel primo caso la carica scorre da un bit all'altro per poi essere amplificata e convertita, nel secondo la carica è amplificata direttamente nei pixel.

Diversamente da quanto accade nei sensori CCD, nei sensori CMOS ogni fotosito è in grado di convertire la carica accumulata in voltaggio in maniera indipendente dagli altri. Questo, oltre a renderli una soluzione più compatta rispetto ai CCD, li rende meno soggetti ai fenomeni di "blooming" (dispersione di carica da un pixel sovraesposto verso quelli vicini). La differenza tra queste due tipologie di sensori può essere apprezzata in Figura 3.6.

RIPTIDE richiede l'impiego di almeno due sensori per ricostruire l'immagine 3D della traccia luminosa prodotta dalle particelle cariche che si muovono all'interno del cubo scintillatore. A tale scopo esso utilizza una camera ASI 533MM PRO [24] accoppiata ad un'ottica.

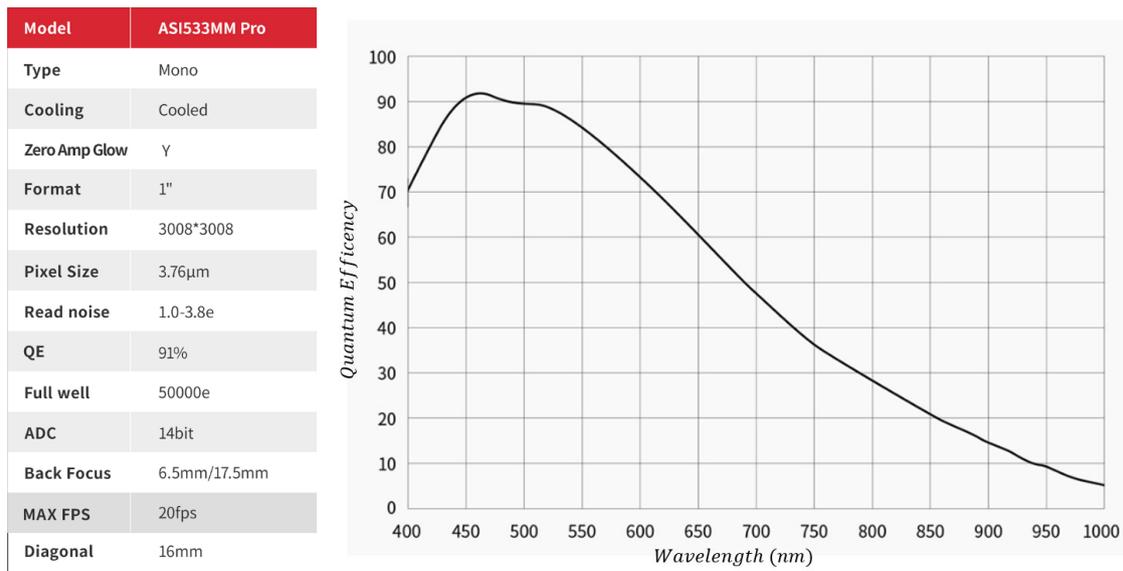


Figura 3.7: Specifiche della camera ASI 533MM PRO (a sinistra) e andamento dell'efficienza quantica al variare della lunghezza d'onda (a destra) [24].

Il sensore alla base della camera è un sensore CMOS. Oltre ai motivi sopra citati, la scelta di tale camera è dovuta all'andamento della sua efficienza quantica. L'efficienza quantica di una camera indica la percentuale di fotoni incidenti effettivamente convertiti in segnale elettrico.

Essa dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente, per questo è fondamentale che l'efficienza quantica della camera sia più alta possibile in corrispondenza delle lunghezze d'onda emesse dallo scintillatore.

Confrontando lo spettro di emissione del BC-408, riportato in Figura 3.5, e l'andamento dell'efficienza quantica dell'ASI 533MM PRO, riportato in Figura 3.7, si può notare che in corrispondenza del massimo dello spettro di emissione la camera raggiunge un'efficienza quantica circa dell'85%.

3.3.3 Fotomoltiplicatore al silicio

L'ultimo componente di RIPTIDE è il fotomoltiplicatore al silicio (SiPM), anche detto Multi-Pixel Photo Counter (MPPC). All'interno di RIPTIDE esso funge da trigger per l'acquisizione dell'immagine ed è indispensabile per sincronizzare le acquisizioni dei sensori CMOS.

Esso si compone di una matrice di microcelle che poggiano sullo stesso substrato di silicio. Ogni microcella è un fotodiode a valanga operante in regime Geiger³. In figura 3.8 è riportato lo schema circuitale di base per un MPPC.

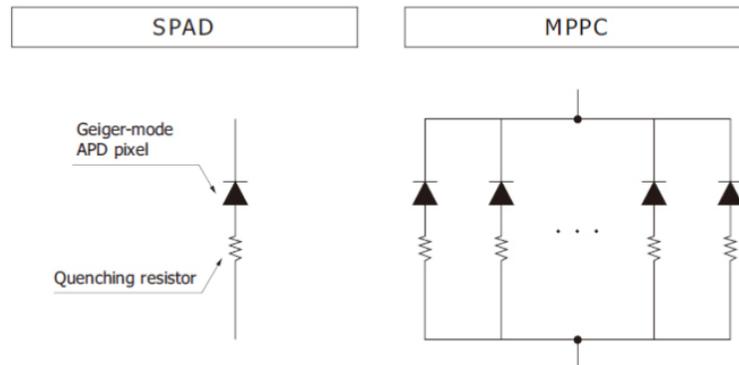


Figura 3.8: Schemi circuitali di un Single-Photon Avalanche Diode (a sinistra) e di un Multi-Pixel Photo Counter (a destra).

Quando un fotone raggiunge il SiPM produce una coppia elettrone-lacuna per effetto fotoelettrico. La tensione di alimentazione (da 20 a 100 V) fa sì che il fotodiode sia polarizzato inversamente, generando all'interno della regione di svuotamento un campo elettrico tale da rendere l'elettrone sufficientemente energetico da ionizzare altri elettroni. Ne deriva una moltiplicazione a valanga dei portatori di carica che permette la rilevazione del segnale.

In particolare RIPTIDE utilizza il SiPM S13360-3025CS [25] prodotto da HAMAMATSU per misure di precisione, dotato di 120×120 pixel, ognuno dei quali di lato $25 \mu\text{m}$. Anche in questo caso, come per la camera, la scelta è dovuta all'efficienza che tale fotomoltiplicatore ha in corrispondenza delle lunghezze d'onda di emissione dello scintillatore.

³Un fotodiode si dice in regime Geiger quando è sottoposto ad una tensione inversa maggiore della tensione di breakdown.

Capitolo 4

Analisi dati

Nel capitolo precedente sono stati presentati i componenti principali di RIPTIDE. Questo capitolo si concentrerà in particolare sullo studio del sensore CMOS che è alla base della camera ASI 533MM PRO.

4.1 Obiettivi e apparato sperimentale

La capacità di RIPTIDE di ricostruire la traiettoria dei neutroni incidenti si basa sulla presenza, all'interno del rivelatore, di un apparato di acquisizione in grado di fotografare le tracce dei protoni di rinculo prodotti dallo scattering n-p. La luce di scintillazione prodotta deve essere focalizzata attraverso un sistema di lenti verso un sensore CMOS.

Quando un fotone prodotto dallo scintillatore raggiunge un fotosito del sensore, può avvenire l'emissione di un elettrone per effetto fotoelettrico. Nei sensori CMOS, la carica accumulata durante il tempo di esposizione è convertita in voltaggio direttamente all'interno del singolo fotosito. Ogni fotosito del sensore CMOS è dotato di un proprio amplificatore di segnale. Il fattore di amplificazione ricevuto dal segnale è anche detto guadagno (o Gain) e spesso viene espresso in decibel (dB) secondo la relazione:

$$G = 20 \log_{10} \left(\frac{V_{out}}{V_{in}} \right) \text{ (dB)}$$

V_{in} rappresenta il voltaggio di pre-amplificazione, cioè il voltaggio ottenuto convertendo la carica accumulata nel fotosito. Esso sarà proporzionale al numero di fotoni che hanno raggiunto il fotosito. V_{out} è il voltaggio in uscita dall'amplificatore, cioè quello che raggiungerà il convertitore analogico-digitale (o Analog to Digital Converter, in breve ADC) e che sarà tradotto in grey level.

Nel caso della camera ASI 533MM PRO il Gain è espresso in unità di 0.1 dB, quindi ad un Gain di 100 corrispondono 10 dB, cioè un'amplificazione di 3.16.

Prima di essere utilizzato in RIPTIDE, è necessario ricavare la retta di calibrazione del sensore CMOS. Questa retta permette, partendo dal grey level registrato, di risalire al numero di fotoni che hanno raggiunto il sensore. In questo modo, tramite considerazioni geometriche, sarà possibile stimare il numero di eventi avvenuti all'interno dello scintillatore. Il primo obiettivo di questo capitolo sarà quello di ricavare la retta di calibrazione per il sensore della camera.

Non va dimenticato che, così come per ogni altra grandezza, anche durante l'acquisizione di un'immagine sono presenti delle fonti di rumore che introducono effetti sistematici sulla misura dal valore reale [26].

Il cosiddetto bias, ad esempio, è un rumore indipendente dal tempo che l'apparato di acquisizione introduce in ogni immagine. Esso è presente in ogni immagine acquisita, anche in quelle con tempo di esposizione nullo. Esso rappresenta un offset che deve essere sottratto da ogni immagine acquisita.

Nel capitolo 2, contestualmente alla trattazione dell'effetto fotoelettrico, si è parlato dalla corrente di buio (o dark current). All'interno dei sensori luminosi, essa causa errori di misura proporzionali al tempo di esposizione. Questo errore è detto dark noise ed ha origine dall'agitazione termica a cui sono sottoposti gli atomi dei fotositi.

Esiste inoltre un terzo errore, detto rumore di lettura (o Readout Noise, RON in breve). Esso è introdotto durante la conversione da segnale analogico a digitale. In ogni acquisizione questo errore assume un valore casuale, per questo deve essere studiato con metodi probabilistici.

Il secondo obiettivo di questo capitolo è quello di verificare l'intensità delle incertezze a cui è soggetta la camera ASI 533MM PRO e determinare la migliore configurazione per l'acquisizione delle immagini.

4.1.1 Sorgente di Americio-241

Per la calibrazione della camera è stata utilizzata una sorgente α . Diversamente dai neutroni, le particelle α sono un tipo di radiazione direttamente ionizzante, pertanto possono interagire direttamente con gli elettroni dello scintillatore.

Questo rende i fenomeni di scintillazione molto più frequenti rispetto a quelli che si registrerebbero usando i neutroni. Inoltre, come si può vedere in Figura 3.5, il range delle particelle α all'interno del BC-408 è dell'ordine del μm e pertanto molto ben localizzato.

Infine, lavorare con particelle cariche rende più facile ricavare il numero di interazioni che avvengono all'interno dello scintillatore. Diventa quindi più semplice legare il numero di interazioni al valore del grey level risultante.

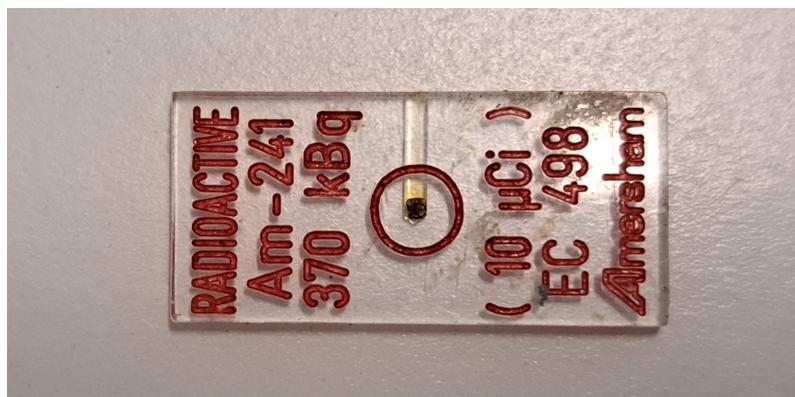


Figura 4.1: Sorgente di Americio-241 simile a quella utilizzata per l'acquisizione. Essa è racchiusa in un involucro di plastica che assorbe buona parte della radiazione emessa. Nell'involucro è praticato un foro, dal quale la radiazione può uscire.

Per stimare la quantità di fotoni che raggiungono il sensore è fondamentale conoscere le specifiche della sorgente che si sta utilizzando. Nel nostro caso si tratta di una sorgente di Americio-241. Il produttore dichiara che in data 01/11/1994 la sorgente aveva un'attività pari a:

$$A_0 = (439 \pm 22) \text{ kBq}$$

dove l'incertezza dichiarata è pari al 5% della misura.

Di seguito sono inoltre riportati il tempo di dimezzamento $T_{1/2}$ dell'Americio-241 e l'energia media delle particelle α emesse da tale sorgente:

$$T_{1/2} = 432.6 \text{ yr} \quad E_\alpha = 5.49 \text{ MeV}$$

Entrambi i valori sono forniti dall'International Atomic Energy Agency [27].

Va infine sottolineato che la sorgente è racchiusa in un involucro di plastica simile a quello mostrato in Figura 4.1. Si può notare che nell'involucro è praticato un foro dal quale fuoriescono le particelle α prodotte dalla sorgente.

4.1.2 Metodo sperimentale

Il sistema di acquisizione è composto da tre elementi: la camera ASI 533MM PRO, l'ottica e una lente. Lo scopo della lente è far sì che i fotoni che la raggiungono siano deviati verso l'ottica, per questo motivo è importante che il punto nel quale si origineranno i fotoni corrisponda con il fuoco delle lenti. La lente ha un diametro di 5.08 cm, mentre l'ottica ha un diametro di 3 cm.

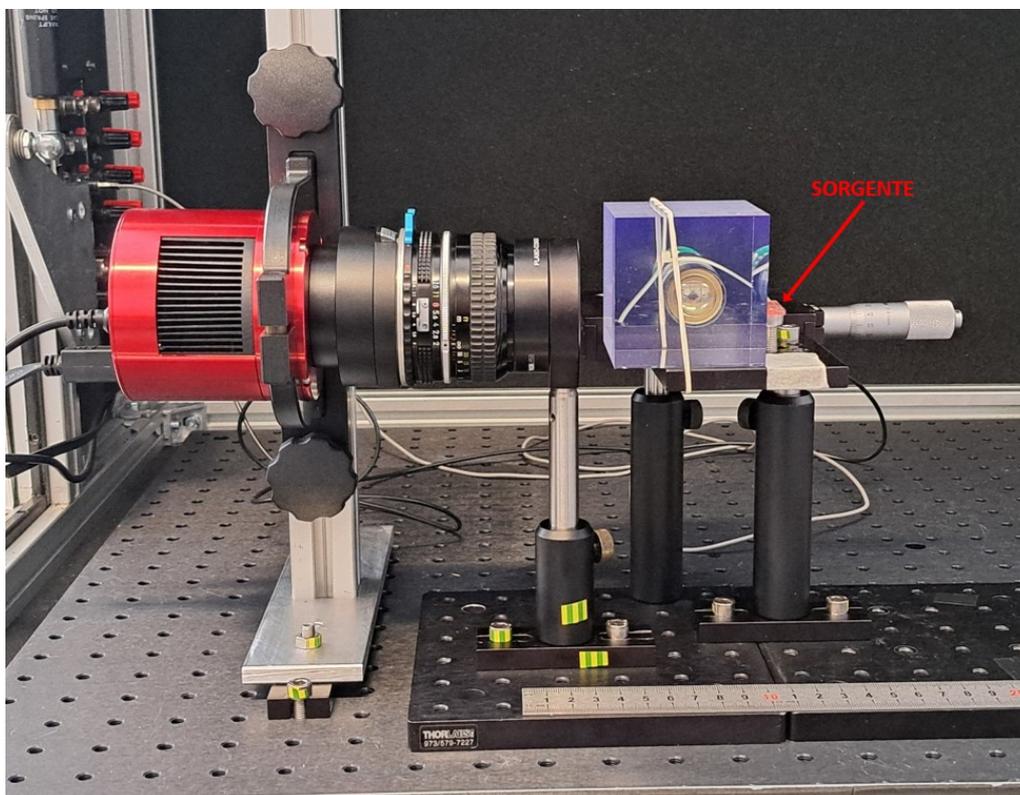


Figura 4.2: Foto dell'apparato sperimentale. Da sinistra a destra: camera, ottica, lente, scintillatore BC-408 e sorgente di Americio-241.

Per produrre la luce di scintillazione è stato usato il BC-408 [22], già introdotto nel capitolo precedente. Si tratta di uno scintillatore di poliviniltoluene di forma cubica (lato 6 cm).

Come si può notare in Figura 2.6, in aria una particella α emessa dall'Americio-241 ha un range pari a poco più di 4 cm. È quindi importante che la sorgente si trovi il più vicino possibile allo scintillatore, in modo da ridurre al minimo la perdita di energia delle particelle nell'aria. Considerata la piccola la distanza che divide scintillatore e sorgente, è lecito considerare il fascio di particelle uscente dal foro come collimato. Questa assunzione permetterà di semplificare i calcoli che seguono.

La distanza tra la lente e il foro di uscita della radiazione è fondamentale per stimare i fotoni che raggiungono il sensore. Essa è pari a:

$$L_{lente} = 10 \text{ cm}$$

La raccolta dati deve essere eseguita in assenza di luce esterna, in quanto la luce di scintillazione ha un'intensità dell'ordine di 10^4 fotoni per MeV di energia della radiazione incidente. Per questo l'acquisizione è eseguita all'interno di una camera buia.

L'operazione di acquisizione è divisa in due fasi. Nella prima fase le immagini sono acquisite senza che la sorgente sia inserita all'interno della camera buia. Queste immagini sono dette "dark frame" e permetteranno di valutare il rumore a cui è soggetto il sensore. Nella seconda fase, la sorgente di Americio-241 è posizionata come in Figura 4.2. Questo permetterà di ottenere immagini della luce di scintillazione, cioè le immagini necessarie a calibrare il sensore CMOS.

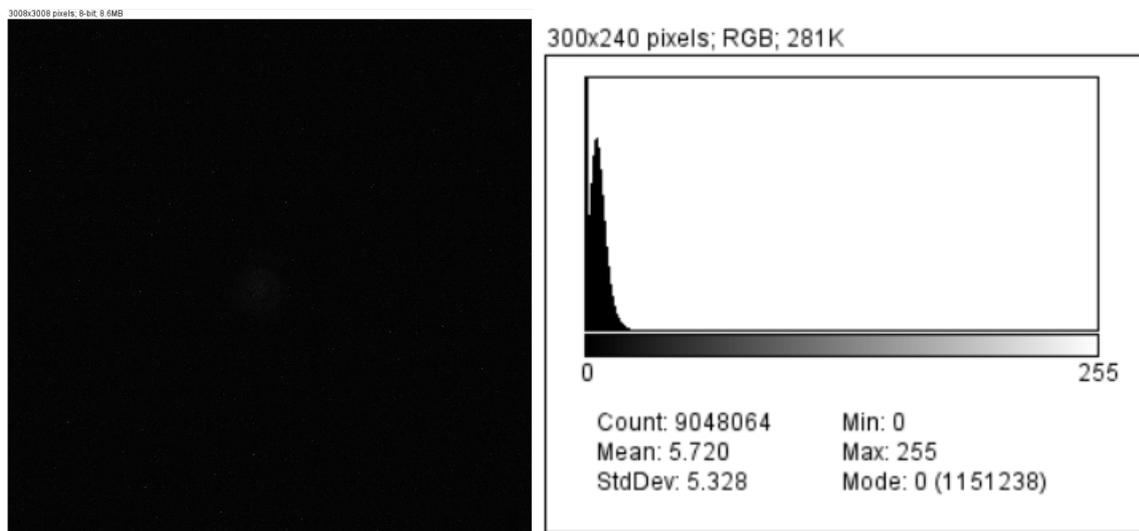


Figura 4.3: Esempio di immagine contenente la sorgente acquisita con un Gain di 600 e 2000 ms di esposizione (a sinistra) e l'istogramma associato (a destra).

Nella Figura 3.7 si può notare come gli ADC della camera dispongano di 14 bit per la conversione da segnale analogico a digitale. Come mostrato in Figura 4.3, durante l'acquisizione la camera è stata impostata in modo che la conversione fosse eseguita usando solo 8 bit. Le gradazioni di grigio che si possono apprezzare in ogni pixel diventano così 256.

In ognuna delle due fasi, le immagini sono state acquisite impostando varie combinazioni di Gain e tempo di esposizione. I valori di Gain che sono stati studiati vanno da 0 a 600, con passi di 100. Come valori per il tempo di esposizione t_{exp} sono stati studiati intervalli da 100 ms a 1000 ms, con passo di 100 ms. In seguito sono state raccolte anche le immagini usando un tempo di esposizione di 2000 ms.

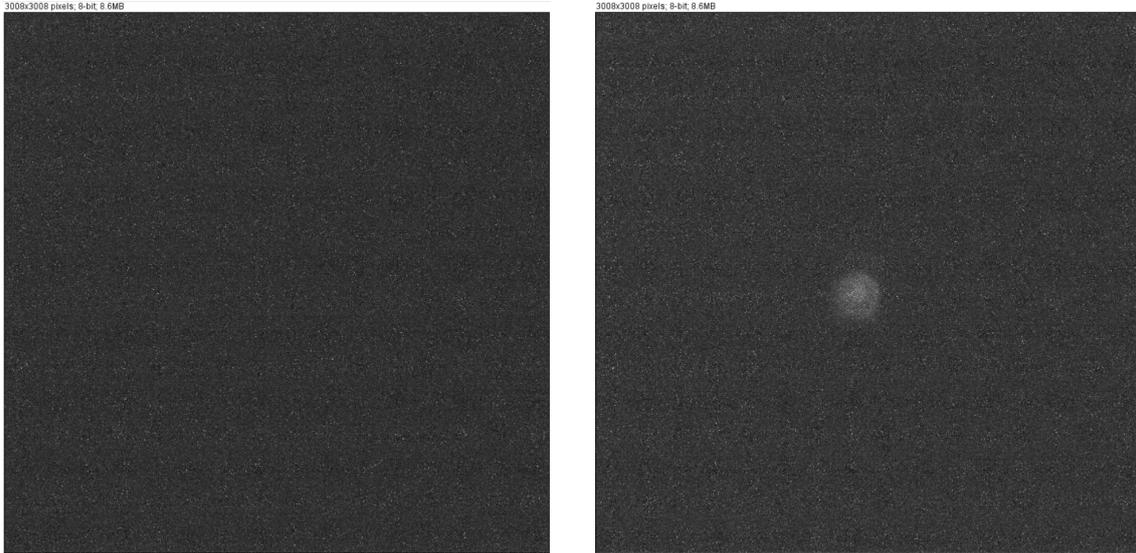


Figura 4.4: Due esempi di immagini alle quali è stato aumentato il contrasto. A sinistra un dark frame, a destra un'immagine con la sorgente. Si vede chiaramente l'accumulo di pixel chiari in corrispondenza della posizione della sorgente.

Per ogni combinazione di questi valori sono state acquisite 10 immagini. Un esempio delle immagini acquisite è riportato in Figura 4.3.

Non c'è da sorprendersi che l'immagine sia quasi completamente nera. Dall'istogramma associato all'immagine, sempre riportato in Figura 4.3, si nota infatti che tutti i pixel, anche i più illuminati contengono gradazioni di grigio talmente scure da rendere difficile distinguerle ad occhio nudo.

Per poter apprezzare la differenza tra un dark frame e un'immagine contenente la sorgente è necessario aumentare il contrasto. Aumentare il contrasto di un'immagine significa aumentare le gradazioni di grigio in essa contenute. In particolare, nelle immagini in Figura 4.4, per i pixel più illuminati è stato impostato il valore massimo (255 in questo caso), mentre gli altri sono stati scalati di conseguenza.

4.1.3 Dati acquisiti

Per analizzare le immagini acquisite è stato utilizzato il software ImageJ [28].

Per ogni configurazione di Gain e tempo di esposizione, il software calcola la media delle 10 immagini acquisite. L'immagine media sarà creata associando ad ogni pixel la media dei grey level dei pixel corrispondenti nelle 10 immagini che si stanno mediando. Fare la media delle immagini permette di diminuire l'effetto del rumore casuale.

In questo modo si ottengono 77 immagini medie (7 diversi Gain e 11 diversi t_{exp}). Come già detto, ad ogni immagine può essere associato un istogramma, dove sono riportate le occorrenze dei vari livelli di grigio. Il numero di entrate sarà uguale al numero di pixel (3008×3008 nel nostro caso).

Come si può vedere in Figura 4.3, ImageJ restituisce alcune informazioni relative alla distribuzione dei grey level in ognuna di queste immagini.

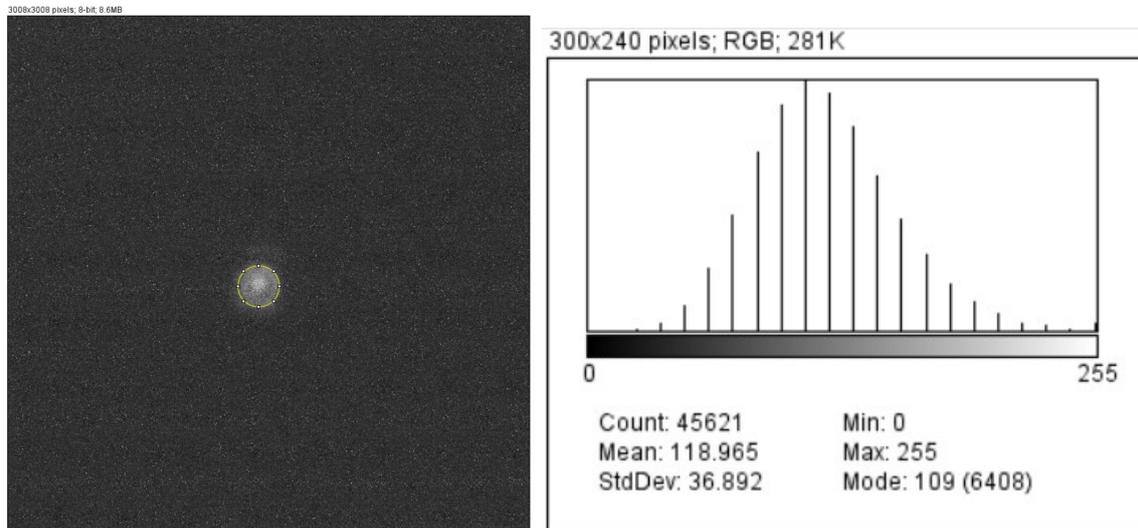


Figura 4.5: Immagine media contenente la sorgente acquisita con un Gain di 600 e un tempo di esposizione di 2000ms (a sinistra). Aumentando il contrasto è possibile identificare l'area raggiunta dai fotoni. Il numero di entrate riportato nell'istogramma rappresenta il numero di pixel nell'area.

Aumentando il contrasto nell'immagine media associata a Gain e tempo di esposizione massimi, è stato possibile ottenere l'immagine in Figura 4.5, grazie alla quale il valore dell'area raggiunta dai fotoni è stato valutato a 45621 pixel.

Per ognuna delle 77 immagini medie, sono state calcolate la media e deviazione standard (STD) della distribuzione dei grey level dei pixel all'interno di tale area. Oltre a queste due quantità, è stata ricavata anche la somma dei grey level dei pixel nell'area (integrated density). Essa non è altro che la media moltiplicata per l'area (in pixel) su cui è calcolata.

Le Figure 4.6, 4.7 e 4.8 contengono i dati relativi alle 77 immagini ottenute mediando i dark frame. Le Figure 4.9, 4.10 e 4.11 contengono i dati relativi alle 77 immagini ottenute mediando le immagini con la sorgente.

I prossimi paragrafi presentano uno studio approfondito dei dati riportati in questi grafici. Saranno sfruttati per ricavare la curva di calibrazione e per stimare bias, dark noise e readout noise.

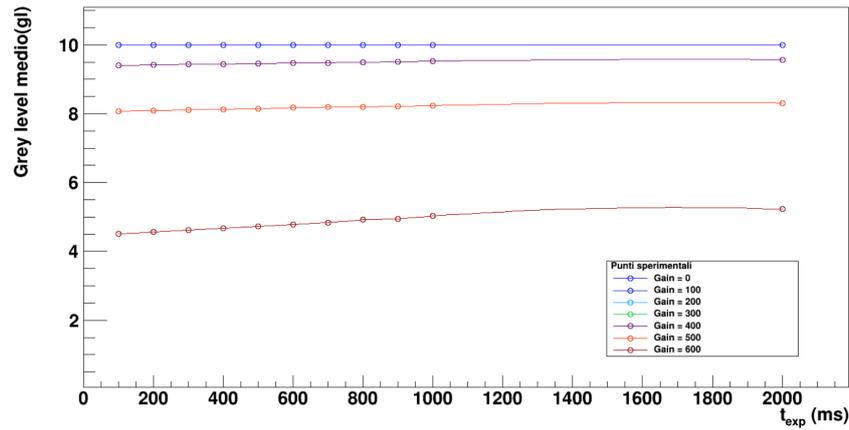


Figura 4.6: Media della distribuzione dei grey level dei pixel all'interno dell'area. Riporta i dati relativi alle immagini medie ottenute dai dark frame.

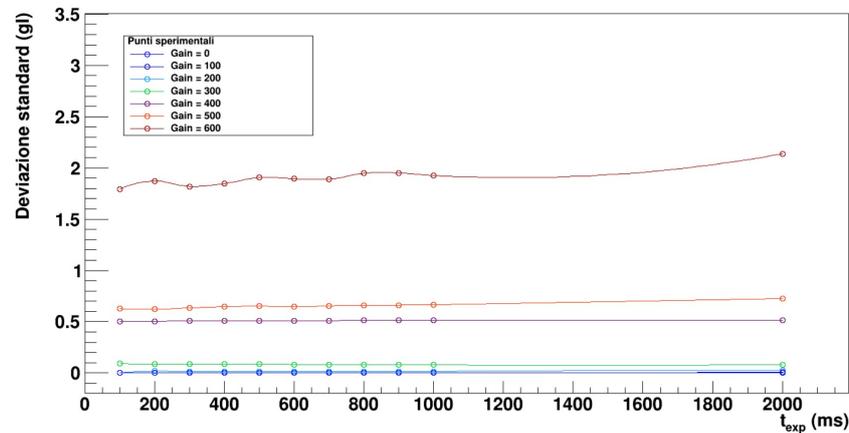


Figura 4.7: Deviazione standard della distribuzione dei grey level dei pixel all'interno dell'area. Riporta i dati relativi alle immagini medie ottenute dai dark frame.

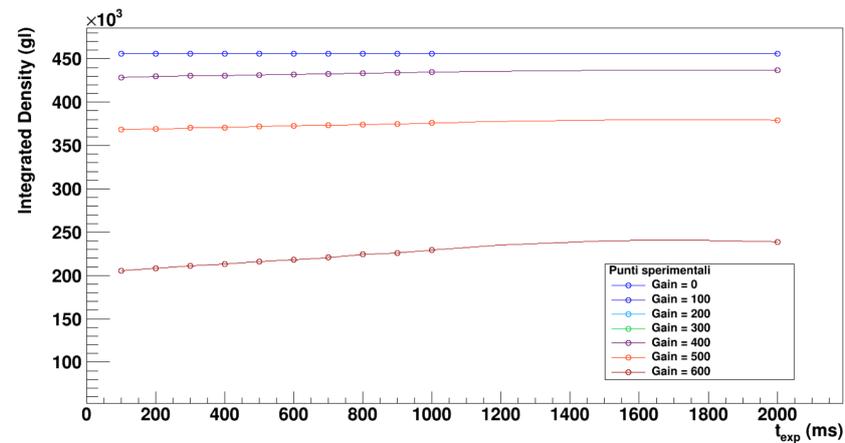


Figura 4.8: Somma dei grey level dei pixel all'interno dell'area. Riporta i dati relativi alle immagini medie ottenute dai dark frame.

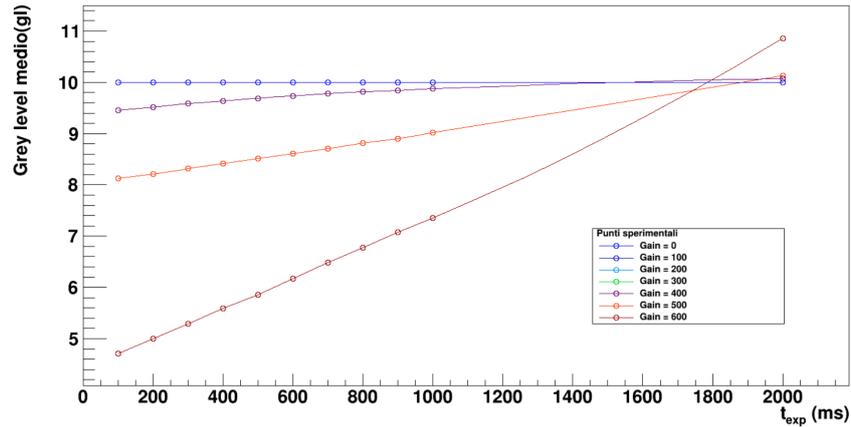


Figura 4.9: Media della distribuzione dei grey level dei pixel all'interno dell'area. Riporta i dati relativi alle immagini medie ottenute con la sorgente di Americio-241.

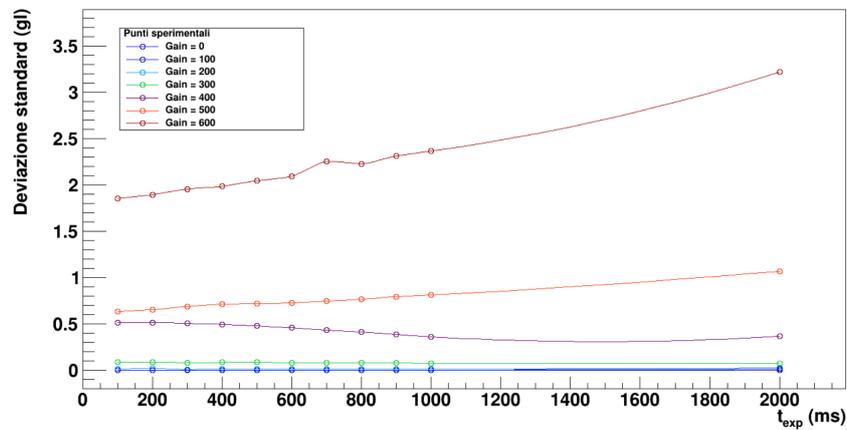


Figura 4.10: Deviazione standard della distribuzione dei grey level dei pixel all'interno dell'area. Riporta i dati relativi alle immagini medie ottenute con la sorgente di Americio-241.

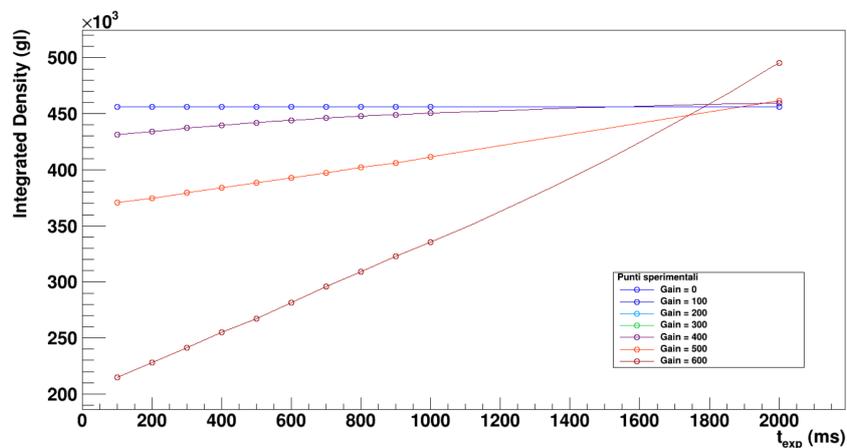


Figura 4.11: Somma dei grey level dei pixel all'interno dell'area. Riporta i dati relativi alle immagini medie ottenute con la sorgente di Americio-241.

4.2 Calibrazione del sensore CMOS

Per ricavare la retta di calibrazione del sensore, prima di tutto è necessario conoscere una stima di quanti fotoni raggiungono la camera nell'unità di tempo. I fotoni sono prodotti nello scintillatore quando le particelle α lo attraversano. Per realizzare tale retta dobbiamo quindi prima studiare la quantità di radiazione che raggiunge lo scintillatore nell'unità di tempo.

4.2.1 Calcolo dell'attività efficace

Per prima cosa valutiamo l'attività della sorgente di Americio-241. L'acquisizione dei dati è stata eseguita in data 22/05/2024. Si può quindi valutare il tempo trascorso dalla data in cui il costruttore ha valutato l'attività della sorgente:

$$\Delta t \approx 29.5 \text{ yr}$$

Questo permette di stimare l'attività che la fonte aveva quando è stata eseguita l'acquisizione:

$$A(\Delta t) = A_0 e^{-\Delta t/\tau} = A_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{\Delta t}{T_{1/2}}} \approx 0.954 A_0$$

$$A(\Delta t) = (419 \pm 21) \text{ kBq}$$

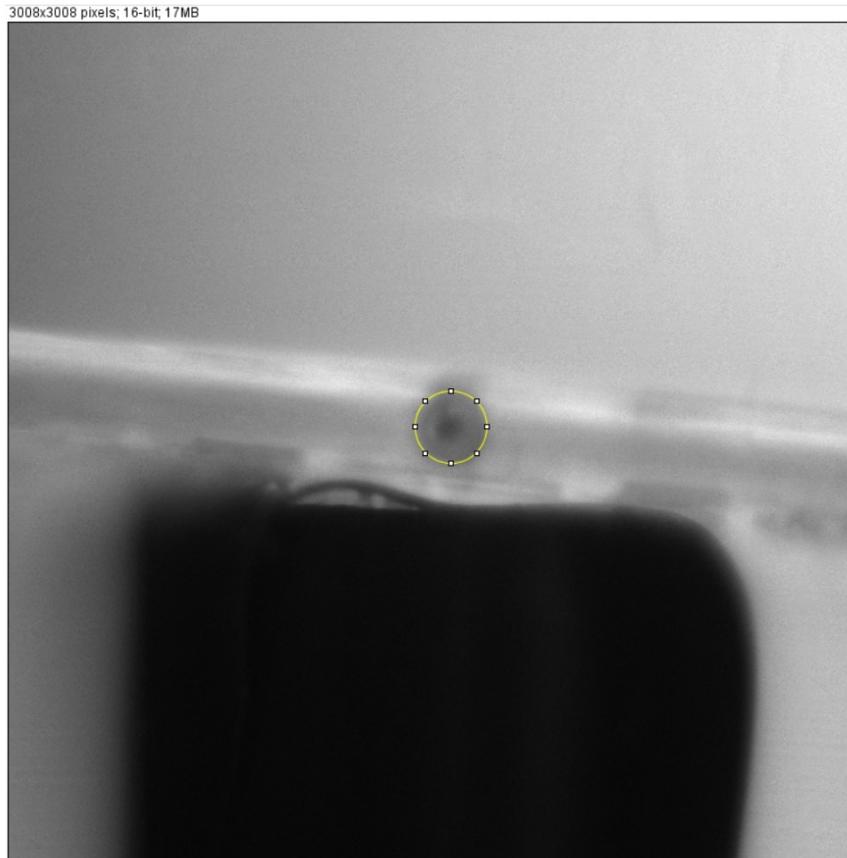


Figura 4.12: Immagine usata per valutare il diametro del foro di uscita della sorgente di Americio-241.

Solo una piccola percentuale della radiazione emessa dall'Americio-241 raggiunge lo scintillatore. Infatti solo le particelle α emesse entro l'angolo solido occupato dalla fenditura raggiungeranno lo scintillatore senza essere assorbite dall'involucro.

Il campo visivo (Field of View, FOV in breve) può essere valutato usando un foglio di carta millimetrata. Il lato dell'immagine acquisita è composto da 3008 pixel e corrisponde a 16 mm. È quindi possibile valutare a quanti mm corrisponde un pixel:

$$L_1 = \frac{16 \text{ mm}}{3008 \text{ pixel}} = 5.32 \times 10^{-3} \text{ mm/pixel}$$

Attraverso ImageJ, dalla foto riportata in Figura 4.12, è stato possibile valutare il diametro dell'apertura in pixel e quindi ottenere una stima del suo diametro in millimetri:

$$D_{\text{foro}} = 181 \text{ pixel} = 0.96 \text{ mm}$$

Riportiamo anche la distanza tra la sorgente e l'apertura del foro:

$$L_{\text{foro}} = 5 \text{ mm}$$

A questo punto è possibile ottenere una stima della percentuale di particelle α emesse entro l'angolo solido della fessura. Essa sarà approssimata dalla frazione dell'area del foro rispetto alla superficie di una sfera di raggio L_{foro} :

$$P_\alpha = \frac{\pi \left(\frac{D_{\text{foro}}}{2} \right)^2}{4\pi (L_{\text{foro}})^2} = 2.305 \times 10^{-3}$$

Possiamo stimare l'attività entro tale angolo solido:

$$A_{\text{eff}} = P_\alpha A \quad A_{\text{eff}} = (965 \pm 48) \text{ Bq}$$

4.2.2 Stima dei fotoni rilevati

L'attività efficace indica il numero di decadimenti nell'unità di tempo che emettono una particella entro l'angolo solido dell'apertura. Questo valore rappresenta quindi il numero di particelle α che in media raggiungono lo scintillatore in un secondo.

Ognuna di queste particelle è responsabile dell'emissione di un certo numero di fotoni. Si stima che ogni MeV di energia della particella α provochi l'emissione di $\eta_\alpha \approx 10^4$ fotoni. Sapendo che in media le particelle emesse dall'Americio-241 sono dotate di $E_\alpha = 5.49$ MeV d'energia e che lo scintillatore è raggiunto da $A_{\text{eff}} = 965$ Bq, possiamo valutare quanti fotoni sono emessi nell'unità di tempo:

$$A^{\text{fot}} = A_{\text{eff}} E_\alpha \eta_\alpha \quad A^{\text{fot}} = (53 \pm 3) \times 10^6 \text{ fotoni/s}$$

Questi fotoni sono emessi in maniera isotropa all'interno dello scintillatore, il che significa che non tutti raggiungeranno il sensore. Come si può notare dalla Figura 3.5, il range delle particelle α all'interno del BC-408 è pressoché puntiforme. Questo aspetto, unito al fatto che possiamo considerare il fascio di particelle come fosse collimato, permette di considerare tutti i fotoni come originati dallo stesso punto dello scintillatore.

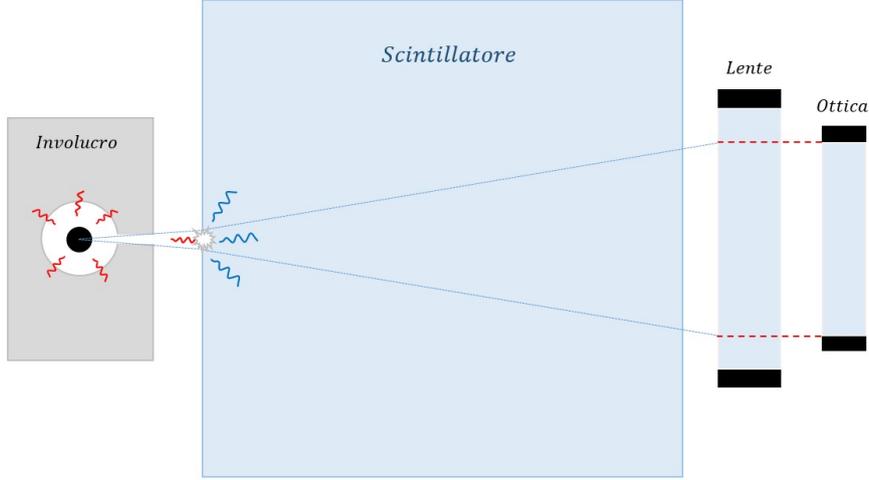


Figura 4.13: Schema del sistema studiato.

Possiamo quindi pensare alla luce di scintillazione come emessa in maniera isotropa da un'unica sorgente puntiforme situata sulla faccia dello scintillatore. Visto che l'ottica ha un diametro inferiore a quello della lente, possiamo approssimare il sistema lente-ottica con una lente distante dalla sorgente quanto quella reale, ma con diametro uguale a quello dell'ottica. Un'immagine riassuntiva è riportata in Figura 4.13.

Il numero di fotoni che raggiungono tale lente si ottiene quindi ripetendo i calcoli del paragrafo precedente. Di seguito sono riportati la distanza L_{lente} tra il punto di emissione dei fotoni e la lente e il diametro dell'ottica D_{ottica} :

$$L_{lente} = 10 \text{ cm} \quad D_{ottica} = 3 \text{ cm}$$

È quindi possibile stimare la percentuale di fotoni che raggiungono la lente:

$$P_{\gamma} = \frac{\pi \left(\frac{D_{ottica}}{2}\right)^2}{4\pi(L_{lente})^2} = 5.625 \times 10^{-3}$$

ottenendo così il numero di fotoni che raggiungono la lente nell'unità di tempo:

$$A_{eff}^{fot} = P_{\gamma} A^{fot} \quad A_{eff}^{fot} = (298 \pm 15) \times 10^3 \text{ fotoni/s}$$

4.2.3 Retta di calibrazione

Partendo dai risultati del paragrafo precedente, è possibile ricavare i dati necessari ad ottenere la retta di calibrazione del sensore della camera.

Assumendo che tutti i fotoni che raggiungono il sistema di lenti raggiungano poi anche il sensore, possiamo associare ad ogni tempo di esposizione un numero di fotoni incidenti. Per farlo è sufficiente moltiplicare il numero di fotoni incidenti nell'unità di tempo A_{eff}^{fot} per il tempo di esposizione t_{exp} :

$$N(t_{exp}) = A_{eff}^{fot} t_{exp}$$

In questo modo si ottengono i dati riportati in Tabella 4.1.

$t_{exp}(ms)$	Fotoni incidenti ($\times 10^3$)
100	29.8 ± 1.4
200	60 ± 3
300	89 ± 4
400	119 ± 6
500	149 ± 7
600	179 ± 9
700	209 ± 10
800	238 ± 12
900	268 ± 13
1000	298 ± 15
2000	596 ± 30

Tabella 4.1: Stima del numero di fotoni incidenti sul sensore nei vari intervalli di tempo considerati.

Prima di poter realizzare la retta di calibrazione è necessario associare ad ogni intervallo di tempo la somma dei grey level registrati dai pixel. Nel farlo è necessario tenere conto solo dei grey level dovuti alla sorgente. Per questo è necessario sottrarre la somma dei grey level ottenuta per i dark frame dalla somma dei grey level ottenuta per la corrispondente immagine con la sorgente.

Si ottengono così i dati riportati nel grafico in Figura 4.14.

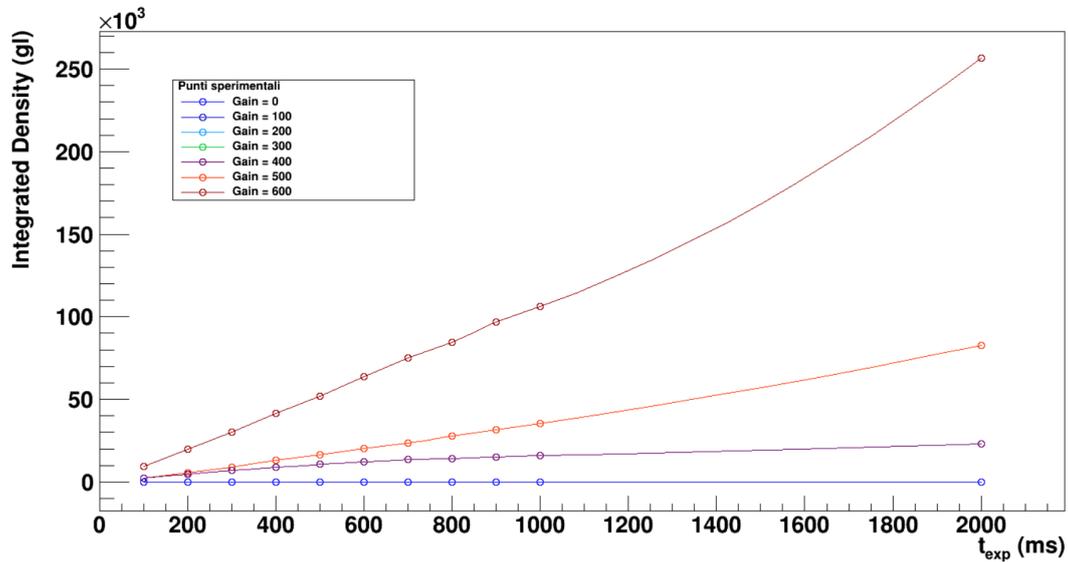


Figura 4.14: Andamento dell'integrated density dovuta alla sola sorgente.

A questo punto, per ottenere la retta di calibrazione è sufficiente fittare il grafico ottenuto associando le stime del numero di fotoni incidenti alle integrated density corrispondenti. Ripetendo questo procedimento per ogni valore del Gain si ottengono le rette riportate in Figura 4.15.

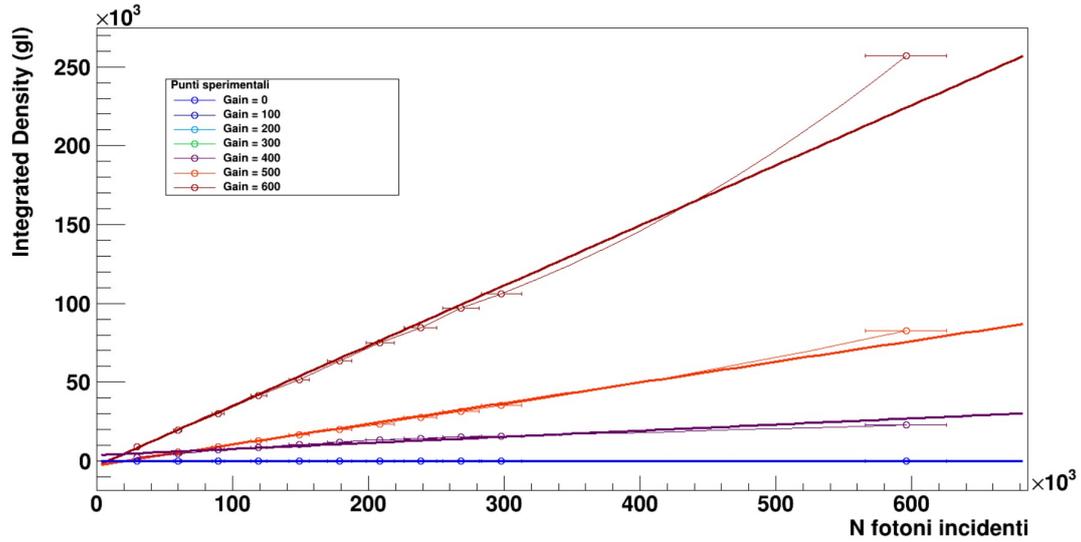


Figura 4.15: Rette di calibrazione della camera per i vari livelli di Gain. Esse mettono in relazione i fotoni incidenti in un intervallo di tempo (pari al tempo di esposizione) con l'integrated density valutata sullo stesso intervallo di tempo.

I risultati dei fit sono riportati in Tabella 4.2. Assieme ad essi sono riportati i corrispondenti fattori di conversione F , che rappresentano quanti fotoni e quindi quanti elettroni¹ sono necessari per registrare un grey level.

Gain (0.1 dB)	Coefficiente angolare (gl/fotoni)	F (fotoni/gl)
0	0.000 ± 0.003	—
100	0.000 ± 0.003	—
200	0.000 ± 0.003	—
300	0.000 ± 0.003	—
400	0.039 ± 0.004	26 ± 3
500	0.131 ± 0.005	7.6 ± 0.3
600	0.381 ± 0.009	2.62 ± 0.06

Tabella 4.2: Risultati dell'interpolazione lineare delle rette di calibrazione. Per i Gain 0, 100, 200 e 300, i valori del coefficiente angolare della retta di calibrazione erano trascurabili rispetto alla loro incertezza.

Nella Tabella 4.2 non è stato possibile valutare F per i valori più bassi di Gain. Questo risultato è dovuto al fatto che a questi livelli di Gain il segnale prodotto dalla sorgente è trascurabile rispetto al bias. Risulta quindi ovvio che i valori più bassi di Gain non siano adatti per effettuare acquisizioni con fonti di luce così poco intense.

I valori ottenuti per 400, 500 e 600 di Gain invece permetteranno di interpretare in termini di fotoni incidenti i risultati che otterremo nei prossimi paragrafi. Questa conversione sarà fondamentale per valutare il possibile impiego della camera all'interno di RIPTIDE.

¹Questo è valido solo in prima approssimazione. La conversione 1:1 dei fotoni in elettroni vale solo se si considera un'efficienza quantica del 100%.

4.3 Studio del fondo

Come si è già detto, durante l'acquisizione di un'immagine con un sensore CMOS occorre tenere conto di tre effetti principali che influiscono sulla misura: il rumore di buio, il bias e il readout noise. I primi due tipi di fondo sono dovuti ad effetti sistematici, quindi saranno presenti anche nell'immagine media. Al contrario, il readout noise è un errore di natura casuale, che tende quindi ad avere media nulla. Questa particolarità può essere sfruttata per studiarne la distribuzione.

4.3.1 Effetti sistematici

Idealmente, nelle immagini ottenute mediando i dark frame, ci aspetteremmo un valore di grey level medio pressoché nullo. Dai dati riportati in Figura 4.6 è facile notare come questo non sia vero. Tale differenza è dovuta proprio al fatto che il sistema di acquisizione è soggetto a due effetti sistematici: il rumore di buio e il bias.

Il rumore di buio è provocato da un accumulo di elettroni non dovuto alla radiazione incidente [26]. Supponendo che durante tutto l'intervallo di esposizione il sensore si trovi alla stessa temperatura, possiamo approssimare l'errore compiuto usando la relazione:

$$E_{buio}(t) = R t_{exp}$$

dove R dipende dal materiale e dalla temperatura.

Il bias invece è un offset introdotto dalla camera stessa. Esso è necessario per contrastare l'effetto del readout noise che altrimenti potrebbe rendere negativa la misura dei pixel. Tale offset è presente in ogni pixel di ogni immagine, anche in quelle acquisite con tempo di esposizione nullo [26]. Possiamo quindi supporre un andamento costante:

$$E_{bias}(t) = B$$

Mediando le immagini acquisite è possibile cancellare (almeno in parte) l'effetto del readout noise. Vista la loro natura sistematica, lo stesso non vale per il rumore di buio e il bias. Al contrario, la media delle immagini può essere sfruttata per valutarne l'intensità. Supponendo che sull'immagine media l'errore dovuto al readout noise sia nullo, l'andamento dell'errore compiuto al variare del tempo di esposizione sarà:

$$E_{medio}(t) = B + R t_{exp}$$

Attraverso un fit lineare dei dati riportati in Figura 4.6 è possibile ricavare una stima dei parametri B ed R per diversi valori di Gain. In Figura 4.16 è riportata l'immagine dei fit, mentre in Tabella 4.3 sono riportati i risultati dei fit.

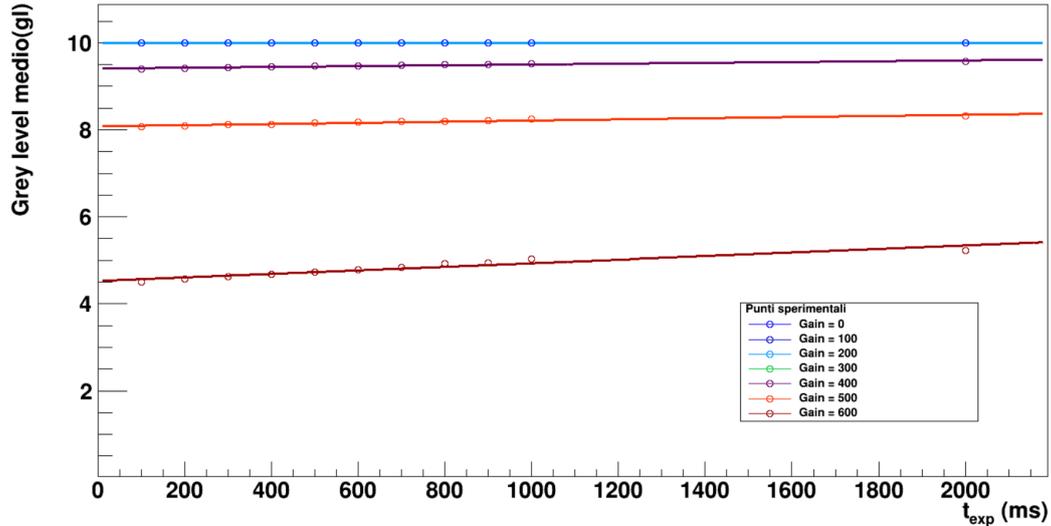


Figura 4.16: Fit lineari eseguiti sull'andamento del grey level medio nei dark frame.

Gain (0.1 dB)	B (gl)	R (gl/ms)
0	10.0 ± 0.0	0 ± 0
100	10.0 ± 0.0	0 ± 0
200	10 ± 0.0	0 ± 0
300	9.9924 ± 0.0002	$(1.3 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
400	9.4095 ± 0.0012	$(9.31 \pm 0.14) \times 10^{-5}$
500	8.0816 ± 0.0016	$(1.33 \pm 0.02) \times 10^{-5}$
600	4.523 ± 0.005	$(4.11 \pm 0.06) \times 10^{-4}$

Tabella 4.3: Risultati dei fit lineari eseguiti sulla media dei grey level dei dark frame.

I valori ottenuti per 0, 100 e 200 di Gain suggeriscono un andamento completamente piatto e quindi indipendente dal readout noise. Effettivamente, in Figura 4.16, si può notare l'andamento perfettamente costante e sovrapposto dei tre fit.

Per gli altri valori di Gain, i risultati indicano un calo del bias all'aumentare del Gain. Al contrario il dark noise sembra accumularsi più in fretta all'aumentare del Gain. Tuttavia, negli intervalli di tempo considerati, il suo contributo è spesso trascurabile rispetto a quello del bias.

In ogni caso, la natura sistematica di questi effetti ci permette, in prima approssimazione, di correggere le immagini sottraendo la stima del loro contributo, così come è stato fatto precedentemente per stimare la somma dei grey level dovuti alla presenza della sorgente.

4.3.2 Readout noise

Diversamente dai due casi precedenti, gli errori casuali non hanno un'intensità determinata. La loro natura intrinsecamente probabilistica impedisce di prevedere quale sarà l'errore casuale. È però possibile studiare questo tipo di errori tramite metodi statistici.

Il readout noise è un errore casuale generato durante la conversione degli elettroni nel corrispondente valore digitale [26]. L'errore compiuto non può essere stimato e potenzialmente ogni misura è soggetta ad un errore indipendente dal precedente.

La distribuzione più naturale da associare a questo genere di errore è quella gaussiana. Visto che il readout noise può sia aumentare che ridurre il valore reale, è naturale pensare che la gaussiana associata sia centrata in $\mu \approx 0$. La deviazione standard σ di tale distribuzione sarà più o meno grande, a seconda che l'apparato sia più o meno soggetto a readout noise. Grazie al modello gaussiano del readout noise è possibile stimare l'importanza dell'errore commesso tramite semplici considerazioni sulle immagini in nostro possesso.

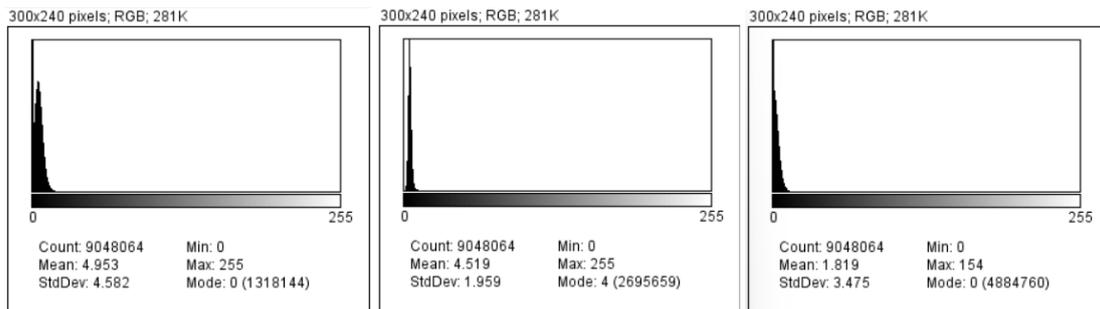


Figura 4.17: Istogrammi contenenti i grey level del dark frame (a sinistra), del bias frame (al centro) e del noise frame (a destra) per l'acquisizione avvenuta a 600 di Gain.

Consideriamo, per ogni valore di Gain, le 10 immagini acquisite senza la sorgente nel tempo di esposizione minimo (100 ms). Prendiamo le prime nove immagini e facciamo la media. Come già detto, il contributo del readout noise tende ad avere media nulla, il che significa che nell'immagine media così ottenuta tale errore tende a cancellarsi.

Nell'immagine media così ottenuta, gli unici contributi al grey level dei pixel sono il bias e il dark noise. Sappiamo però che per tempi di esposizione così bassi, il contributo del dark noise è trascurabile. Rimane solo l'effetto del bias, pertanto l'immagine è detta bias frame. Rimane quindi la decima immagine, l'ultimo dark frame acquisito con tempo di esposizione minimo. In esso sono contenuti sia il contributo del bias che quello del readout noise (il dark noise rimane trascurabile).

Sottraendo da questo dark frame il bias frame si ottiene un'immagine che, idealmente, riporta solo i grey level dovuti al rumore di lettura. Per questo motivo tale immagine è anche chiamata noise frame. In Figura 4.17 sono riportati gli istogrammi associati ad un dark frame e ad un bias frame. Nella stessa immagine è presente anche il noise frame ottenuto sottraendo i due.

Ripetendo questo processo per ogni valore di Gain è possibile apprezzare l'andamento del contributo del readout noise al variare del Gain. I risultati così ottenuti sono riportati in Tabella 4.4 e rappresentati in Figura 4.18.

Gain (0.1 dB)	μ (gl)	σ (gl)
0	0.00	0.06
100	0.01	0.08
200	0.00	0.06
300	0.1	0.3
400	0.6	0.6
500	0.8	1.3
600	1.8	3.5

Tabella 4.4: Media e STD associati agli istogrammi dei noise frame. La STD rappresenta una stima dell'intensità del readout noise.

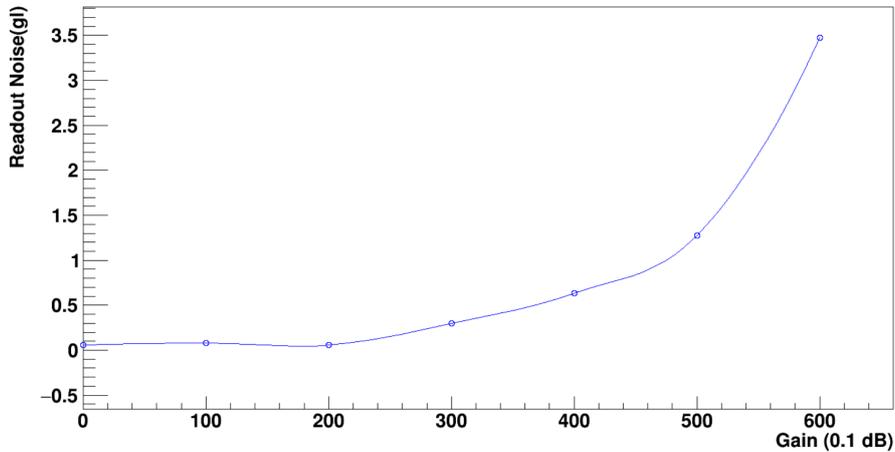


Figura 4.18: Andamento del readout noise al variare del Gain.

I livelli più bassi di Gain sembrano quindi quelli meno soggetti al readout noise, ma già sappiamo che per tali livelli di Gain la camera non è sensibile alle luminosità che interesseranno RIPTIDE. Andando a combinare i valori appena ottenuti con i risultati della calibrazione in Tabella 4.2, si ottengono:

$$\sigma_{400} = (16.4 \pm 1.9) \text{ fotoni}$$

$$\sigma_{500} = (9.0 \pm 0.4) \text{ fotoni}$$

$$\sigma_{600} = (9.1 \pm 0.2) \text{ fotoni}$$

In questo modo sappiamo quanto il readout noise può influire sulla misura in fotoni di un singolo pixel. Sebbene questo risultato renda la camera sufficientemente performante per diversi ambiti, la sua applicazione all'interno di RIPTIDE è pressochè impraticabile.

Anche pensando di acquisire le immagini di RIPTIDE con 600 di Gain, che fino ad ora si è dimostrato il valore più performante a bassa luminosità, una volta sottratto l'offset, le immagini raccolte non avrebbero una luminosità sufficiente per poter distinguere il passaggio di un neutrone da uno sbalzo di segnale dovuto al readout noise.

4.3.3 Rapporto segnale-rumore

Il rapporto segnale-rumore (o Signal-to-Noise Ratio, SNR in breve) è una grandezza che permette di valutare la qualità di un segnale. Esso mette in relazione l'intensità del segnale utile con quella del rumore a cui è soggetto [26].

Esistono diverse definizioni dell'SNR. Nel nostro caso useremo:

$$SNR = \frac{\mu_{segnale}}{\sigma_{rumore}}$$

dove $\mu_{segnale}$ indica il valore medio del segnale, mentre σ_{rumore} rappresenta la stima del rumore associato. Per rumore in questo caso si intende solo il readout noise.

σ_{rumore} è stato stimato nel paragrafo precedente, mentre $\mu_{segnale}$ può essere ottenuto sottraendo la media dei grey level dei dark frame dalla media delle rispettive immagini con la sorgente. In questo modo L'SNR diventa:

$$SNR = \frac{\mu_{totale} - \mu_{dark}}{\sigma_{rumore}}$$

Così facendo si ottengono gli andamenti riportati in Figura 4.19, che confermano quanto già detto nel paragrafo precedente. Il migliore valore di Gain con il quale acquisire le immagini a luminosità così basse è sicuramente 600. Tuttavia, anche per questo valore, la qualità delle immagini acquisite dalla camera rimane insoddisfacente per renderne possibile l'impiego all'interno di RIPTIDE. Per questo motivo è già in programma lo studio di altre tipologie di sensori, come ad esempio CMOS a singolo fotone e rivelatori microchannel plate (MCP).

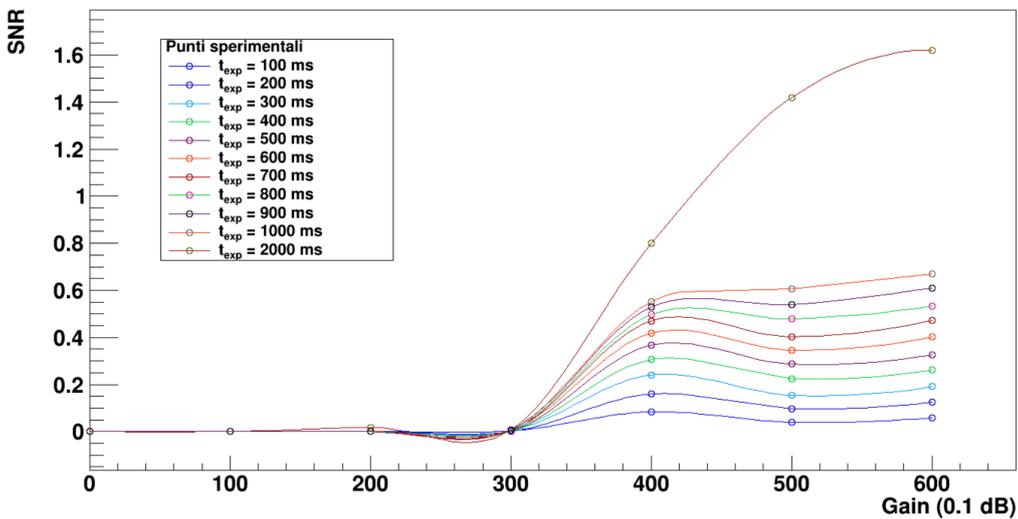


Figura 4.19: Andamento del Signal-to-Noise Ratio al variare del Gain.

Conclusioni

I neutroni veloci giocano un ruolo fondamentale in una grande varietà di settori, ma i rivelatori attualmente disponibili non sono in grado di determinarne la quantità di moto.

In questa tesi sono stati analizzati i principali settori che beneficerebbero della realizzazione di un rivelatore con la capacità di ricostruire la traiettoria dei neutroni incidenti. È stato preso in considerazione l'ambito medico, dove tale rivelatore potrebbe essere integrato all'interno della strumentazione a disposizione dell'esperimento FOOT. In campo energetico invece, esso potrebbe essere introdotto come misura di radioprotezione preventiva. Infine, nell'ambito della ricerca, dove potrebbe essere utilizzato per rivelare i neutroni veloci prodotti delle reazioni studiate alla facility n_TOF.

A tal proposito sono stati illustrati i principali metodi di interazione che i diversi tipi di radiazione hanno con la materia. Particolare attenzione è stata posta sull'effetto fotoelettrico, indispensabile per studiare il funzionamento di un sensore luminoso, e sulle interazioni che i neutroni possono avere con i nuclei, di fondamentale importanza per comprendere i fenomeni alla base della rivelazione dei neutroni.

Sono poi state introdotte le diverse tipologie di rivelatori di neutroni. Nello specifico sono state studiate le caratteristiche peculiari dei materiali scintillatori e il loro ruolo nella realizzazione dei rivelatori a scintillazione.

RIPTIDE, che rientra proprio in quest'ultima categoria, sfrutta la tecnica Recoil Proton Track Imaging (RPTI) per ricostruire la traiettoria del neutrone. Attraverso la luce di scintillazione dovuta ai protoni di rinculo generati dallo scattering elastico n-p, è possibile infatti risalire alla quantità di moto di un neutrone incidente. Affinché ciò sia possibile è necessario che all'interno di RIPTIDE siano installati sensori di luce in grado di fotografare la luce di scintillazione.

Lo scintillatore BC-408 alla base di RIPTIDE, presenta il suo massimo di emissione attorno alle lunghezze d'onda di 430 nm. La camera ASI 533MM PRO promette un'efficienza quantica attorno all'85% per tali lunghezze d'onda. Sembra quindi una valida candidata per essere impiegata all'interno di RIPTIDE.

A questo proposito, in questa tesi si è ricavata la retta di calibrazione del sensore CMOS alla base della camera. Ciò è stato possibile tramite l'impiego di una sorgente di Americio-241. Partendo dall'attività di tale sorgente è stato stimato il numero di fotoni che raggiungono la camera nell'unità di tempo. Questo dato è stato poi associato alla somma dei grey level registrati dai pixel, permettendo la calibrazione. I risultati così ottenuti suggeriscono che per livelli di Gain relativamente bassi il sensore non è in grado di apprezzare la luminosità dovuta alle particelle α emesse dall'Americio-241.

Inoltre sono stati stimati i valori del bias, del dark noise e del readout noise a cui è soggetta la camera. I valori di grey level ottenuti per il readout noise sono

stati convertiti in fotoni. In questo modo è stato possibile stimare quanti fotoni dovrebbero idealmente raggiungere un pixel perchè in quel pixel si possa distinguere un segnale realmente registrato dalle oscillazioni dovute al readout noise.

Il rapporto segnale-rumore permette di affermare che la qualità del segnale aumenta all'aumentare del Gain. La migliore configurazione nella quale acquisire le immagini si è quindi rivelata essere quella con Gain massimo. Per tale valore l'ampiezza del readout noise è stata stimata a circa 9 fotoni. Questo risultato rappresenta una stima del numero minimo di fotoni che devono raggiungere un pixel affinché un evento di scintillazione sia distinguibile da una fluttuazione casuale dovuta al readout-noise.

In conclusione, vista la scarsa luminosità che si manifesta nel caso di eventi di scintillazione, questo valore è troppo alto per pensare di impiegare l'ASI 533MM PRO all'interno del rivelatore senza l'impiego di un intensificatore di immagini del tipo microchannel plate (MCP).

Bibliografia

- [1] Robert R. Wilson. “Radiological Use of Fast Protons”. In: *Radiology* 47(5) (1946).
- [2] R. Serber. “Nuclear Reactions at High Energies”. In: *Phys. Rev.* 72 (11 1947). DOI: 10.1103/PhysRev.72.1114. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.72.1114>.
- [3] Anton (CERN) Lechner. “Particle interactions with matter”. In: *CERN Yellow Rep. School Proc.* 5 (2018) 47 (2018).
- [4] Giuseppe Battistoni et al. “Measuring the Impact of Nuclear Interaction in Particle Therapy and in Radio Protection in Space: the FOOT Experiment”. In: *Frontiers in Physics* 8 (2021). URL: <https://www.frontiersin.org/journals/physics/articles/10.3389/fphy.2020.568242>.
- [5] A. Mengoni. *Fisica dell’energia: Lecture-7*. <https://virtuale.unibo.it/course/view.php?id=49056>.
- [6] Nuclear Energy Agency (NEA). “*Small Modular Reactors: Challenges and Opportunities*”. Rapp. tecn. OECD Publishing, 2023.
- [7] M. Spurio. *Probes of Multimessenger Astrophysics*. Springer, 2018.
- [8] Donad V. Reames. *Solar Energetic Particles. A Modern Primer on Understanding Sources, Acceleration and Propagation Second Edition*. Springer, 2021.
- [9] Bradley W. Carroll e Dale A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Cambridge University Press, 2017.
- [10] G.A. de Nolfo et al. “Next-generation SOLAR Neutron TRACking (SONTRAC) instrument”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1054 (2023). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890022300342X>.
- [11] G. Scioli. *Laboratory of Nuclear and Subnuclear Physics 1: Particle interaction with matter*. <https://virtuale.unibo.it/course/view.php?id=61892>.
- [12] Kenneth S Krane. *Introductory nuclear physics*. New York, NY: Wiley, 1988. URL: <https://cds.cern.ch/record/359790>.
- [13] Robert L. Jaffe e Washington Taylor. *The Physics of Energy*. Cambridge University Press, 2018.
- [14] Glen Knoll. *Radiation Detection and Measurement (4th ed.)* Hoboken, NJ: John Wiley, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.

- [15] Joseph R. Lakowicz. *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Vol. 1. Springer New York, NY, 2006. ISBN: 978-0-387-31278-1. DOI: 10.1007/978-0-387-46312-4.
- [16] Fabien Sguerra Guillaume H.V. Bertrand Matthieu Hamel. “Current status on plastic scintillators modifications”. In: *Chemistry - A European Journal* (2014).
- [17] Eljen Technology. *plastic-scintillators*. <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/>.
- [18] P. Console Camprini et al. “A proton-recoil track imaging system for fast neutrons: the RIPTIDE detector”. In: *Journal of Instrumentation* 18.01 (2023). ISSN: 1748-0221.
- [19] C. Pisanti et al. “Riptide: a proton-recoil track imaging detector for fast neutrons”. In: *Journal of Instrumentation* 19.02 (2024). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/19/02/C02074>.
- [20] Zhehui Wang e Christopher L. Morris. “Tracking fast neutrons”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 726 (2013), pp. 145–154. ISSN: 0168-9002. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213007894>.
- [21] C Pisanti. “RIPTIDE: a novel recoil proton track imaging detector concept”. Tesi di laurea mag. Alma Mater Studiorum – Università di Bologna, 2021.
- [22] Saint-Gobain Crystals. *bc-400, bc-404, bc-408, bc-412, bc-416 premium plastic scintillators*. Rapp. tecn. Saint-Gobain Crystals, 2005.
- [23] LUCID Vision Labs. *CCD and CMOS sensors*. <https://thinklucid.com/tech-briefs/understanding-digital-image-sensors/>.
- [24] ZWO. *ASI 533MM Pro*. <https://artесky.it/it/asi-zwo/cmos/5669-asi-533-mm-pro-monocromatica-8052278160674.html>.
- [25] HAMAMATSU. *MPPC S13360-3025CS*. https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S13360-3025CS.
- [26] Teledyne Photometrics. *Technical Note: Camera Test Protocol*. Rapp. tecn. Teledyne Photometrics, 2019.
- [27] International Atomic Energy Agency. *Decay Data Library for Actinides*. https://www-nds.iaea.org/act_ddl/.
- [28] ImageJ. *Image Processing and Analysis in Java*. <https://imagej.net/ij/>.