

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea Triennale in Fisica

L'ipotetico bosone X17: studio delle  
prestazioni di scintillatori plastici  
per un esperimento a n\_TOF - CERN

Relatore:  
Prof.  
Massimi Cristian

Presentata da:  
Ronchetti Filippo

Sessione V  
Anno Accademico 2022-2023



# Abstract

Nella seguente dissertazione verrà studiato il comportamento di diversi fotomoltiplicatori accoppiati a bacchette di scintillatori plastici, in vista di un futuro esperimento presso la facility di tempi di volo n\_TOF situata al CERN di Ginevra. In particolare, l'esperimento consisterà nello studio di un'anomalia nella correlazione angolare delle coppie  $e^-e^+$  emesse nella diseccitazione di uno stato eccitato dell'  $^4\text{He}$ . Tale anomalia potrebbe rivelarsi di cruciale importanza, in quanto possibile indice dell'esistenza di un nuovo bosone leggero, detto X17.

Dopo aver discusso le motivazioni scientifiche che sottendono al progetto di ricerca, vengono presentate le caratteristiche della facility n\_TOF, della sala sperimentale EAR2, e dell'apparato sperimentale, con particolare enfasi sui rivelatori a scintillazione, su cui è incentrata la parte finale della tesi. Nell'ultima sezione è illustrata un'analisi qualitativa dei dati acquisiti in un esperimento di collaudo di scintillatori plastici, che verranno utilizzati nel futuro esperimento sull'ipotetico bosone X17.

In particolare, vengono studiate le risposte di due diversi rivelatori, costituiti da una bacchetta di scintillatore plastico accoppiata a due tubi fotomoltiplicatori differenti, per determinare quale dei due si adatta meglio alle esigenze del futuro esperimento. Dall'analisi condotta è stato determinato quale PMT produce un segnale migliore, risultando il più indicato per la futura campagna sperimentale.



# Indice

Introduzione . . . . .	1
<b>1 Motivazioni della ricerca</b>	<b>2</b>
1.1 Meccanismi di diseccitamento . . . . .	2
1.1.1 Decadimento $\gamma$ . . . . .	2
1.1.2 Produzione interna di coppie (IPC) . . . . .	4
1.2 X17: Evidenze sperimentali e rilevanza . . . . .	6
1.3 Alternativa a X17: processi $\gamma-\gamma$ . . . . .	8
<b>2 Tecniche sperimentali</b>	<b>10</b>
2.1 La facility n_TOF al CERN . . . . .	10
2.1.1 n_TOF . . . . .	10
2.1.2 Area sperimentale EAR2 . . . . .	11
2.2 Tecnica del tempo di volo (TOF) . . . . .	12
2.3 Apparato sperimentale . . . . .	13
2.3.1 Bersaglio . . . . .	14
2.3.2 Tracciatori . . . . .	14
2.3.3 Calorimetro segmentato . . . . .	14
2.4 Scintillatori . . . . .	16
2.5 Fotomoltiplicatori . . . . .	17
2.5.1 Fotocatodo e collettore . . . . .	18
2.5.2 Sezione moltiplicativa e anodo . . . . .	20
2.5.3 Parametri operativi . . . . .	21
<b>3 Analisi dati</b>	<b>24</b>
3.1 Descrizione dell'esperimento . . . . .	24
3.2 Analisi della risposta degli scintillatori . . . . .	26
<b>Conclusioni</b>	<b>36</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>37</b>

## Introduzione

La scoperta di nuove particelle è di fondamentale importanza in diversi campi del sapere scientifico, tra cui la fisica delle interazioni fondamentali, l'astrofisica e la cosmologia. Esaminarne le proprietà fisiche (ad esempio, spin e parità) potrebbe offrire informazioni cruciali per espandere le teorie esistenti, prima fra tutte il modello standard. La ricerca in tale ambito potrebbe dunque rivelare risposte a certi quesiti tuttora irrisolti.

Recentemente [3] sono state osservate due anomalie nella correlazione angolare tra elettrone e positrone emessi nelle reazioni  ${}^7\text{Li}(p, e^-e^+){}^8\text{Be}$  ;  ${}^3\text{H}(p, e^-e^+){}^4\text{He}$ . In particolare è stata evidenziata una significativa deviazione rispetto a quanto atteso in processi di produzione interna di coppie (IPC). Ciò ha portato a teorizzare l'esistenza di un bosone leggero, con una massa di circa  $17 \text{ MeV}/c^2$  e una vita media nell'ordine dei  $10^{-13}\text{s}$ . Si ritiene inoltre che tale bosone possa essere mediatore di una quinta forza "protobica", non inclusa nel modello standard [6]. Potrebbe dunque consentire un possibile ampliamento del modello standard stesso, e ci permetterebbe di spiegare, seppur parzialmente, l'anomalia nel momento magnetico del muone (elettrone) [7]. Sarebbe una scoperta di notevole importanza anche nel campo della cosmologia e dell'astrofisica, siccome potrebbe aprire le porte a una nuova teoria della materia oscura.

La campagna sperimentale descritta di seguito, che sarà svolta nella facility n\_TOF del CERN, è dedicata a confermare (o rigettare) l'esistenza di questa ipotetica particella, misurandone eventualmente le proprietà. Per studiarla, è stato ideato un impianto sperimentale composto da un tracciatore e un calorimetro segmentato, formato da rivelatori a scintillazione. Con un impianto sperimentale di questo tipo è possibile raggiungere gli obiettivi prefissati dalla campagna.

Oggetto di questa tesi è uno studio qualitativo delle prestazioni dei rivelatori a scintillazione impiegati nella costruzione del calorimetro, analizzandone la risposta ricavata in un apposito esperimento di collaudo, svoltosi sempre presso la facility n\_TOF del CERN.

# Capitolo 1

## Motivazioni della ricerca

### 1.1 Meccanismi di diseccitamento

Prima di presentare le motivazioni che sottendono al progetto di ricerca, è necessario illustrare i fenomeni fisici che caratterizzano l'esperimento: il decadimento  $\gamma$  e la produzione interna di coppie.

#### 1.1.1 Decadimento $\gamma$

Nei decadimenti e nella maggior parte delle reazioni nucleari, alla fine del processo, il nucleo risultante si trova spesso in uno stato eccitato. Tale stato eccitato decade rapidamente allo stato fondamentale tramite una transizione elettromagnetica e l'emissione di un fotone di energia dell'ordine delle decine di keV, fino a qualche MeV, tipicamente un raggio gamma ( $\gamma$ ). [14]

L'energia del fotone emesso è ricavabile tramite la conservazione dell'energia e dell'impulso. Si può dimostrare che tale energia corrisponde a:

$$E_\gamma = Mc^2 \left( -1 \pm \sqrt{1 + 2\frac{\Delta E}{Mc^2}} \right)$$

Siccome  $\Delta E \ll Mc^2$ , possiamo espandere la radice e tenere solo i primi tre termini:

$$E_\gamma \approx \Delta E - \frac{\Delta E^2}{Mc^2}$$

Ulteriormente approssimabile a  $E_\gamma \approx \Delta E$ , dato che il termine correttivo  $\frac{\Delta E^2}{Mc^2}$  è solitamente molto minore dell'incertezza sperimentale.

Dall'elettromagnetismo classico sappiamo che una distribuzione statica di cariche e correnti generano rispettivamente campi elettrici  $\vec{E}$  e magnetici  $\vec{B}$ . Questi possono essere

analizzati in termini dei momenti di multipolo, che generano campi caratteristici. Se carica o corrente variano nel tempo con andamento sinusoidale ad una certa frequenza  $\omega$ , viene prodotto un campo di radiazione, anch'esso analizzabile mediante i momenti di multipolo. In breve, se chiamiamo l'ordine di multipolo  $L$  ( $L=1$  per il dipolo,  $L=2$  per il quadrupolo...), il campo di radiazione avrà le seguenti caratteristiche:

- La distribuzione angolare della radiazione di  $2^L$ -polo relativa ad una certa direzione è regolata dal polinomio di Legendre  $P_{2L}(\cos\vartheta)$ ;
- La parità del campo di radiazione è data da:
  - $2^L$ -polo magnetico:  $\pi(ML) = (-1)^{L+1}$
  - $2^L$ -polo elettrico:  $\pi(EL) = (-1)^L$
- Potenza emessa:

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L [2(L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(\sigma L)]^2$$

Dove  $\sigma = E$  oppure  $M$ , mentre  $m(\sigma L)$  indica l'ampiezza del momento di multipolo.

Possiamo estendere la trattazione con la meccanica quantistica, promuovendo il momento di multipolo  $m(\sigma L)$  ad operatore: la probabilità di emissione è legata agli elementi di matrice dell'operatore multipolo:

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \Psi_f m(\sigma L) \Psi_i dv$$

Tralasciando la struttura dell'operatore  $m(\sigma L)$ , la sua funzione è di cambiare lo stato del nucleo da  $\Psi_i$  a  $\Psi_f$  e creando allo stesso tempo un fotone con energia, parità e ordine di multipolo appropriati.

Siccome  $P(\sigma L)$  indica l'energia irradiata per unità di tempo, dividendo l'espressione per l'energia di un singolo fotone  $\hbar\omega$  otteniamo la probabilità di emissione per unità di tempo, ossia la costante di decadimento:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega}$$

Possiamo dare una stima di tali costanti assumendo che la transizione da  $\Psi_i$  a  $\Psi_f$  sia data da un protone che passa da uno stato del modello a shell ad un altro. Inserendo gli opportuni operatori di multipolo (sia per transizioni elettriche che magnetiche) e completando i calcoli, si ottengono le *stime di Weisskopf* dei tassi di transizione. Tali stime non sono da intendere come previsioni teoriche da confermare con dati sperimentali, dato che l'assunzione sulla transizione utilizzata costituisce una approssimazione troppo forte. Vanno invece interpretati come strumento comparativo dei tassi di transizione. Ci consentono inoltre di trarre due importanti conclusioni (generalmente vere):

1. Le multipolarità più basse sono dominanti (incremento di un ordine di multipolo diminuisce la probabilità di un fattore  $10^{-5}$ );
2. Per un dato ordine, la radiazione elettrica è più probabile di quella magnetica di circa due ordini di grandezza (in nuclei medi e pesanti);

Il campo elettromagnetico è in grado di trasmettere non solo energia ma anche momento angolare, in quanto è possibile causare la rotazione di certe distribuzioni di carica tramite l'assorbimento di radiazione. Inoltre, il tasso di propagazione di momento angolare è proporzionale al tasso di propagazione dell'energia. Passando alla meccanica quantistica, possiamo mantenere valida la proporzionalità se assumiamo che i fotoni possano trasportare momento angolare.

Gli operatori di multipolo di ordine  $L$  contengono infatti un termine  $Y_{LM}(\vartheta, \varphi)$ , associato ad un certo momento angolare. Possiamo concludere che un multipolo di ordine  $L$  trasmette un momento angolare pari a  $\vec{L} = L\hbar$  per fotone.

Consideriamo un processo di decadimento  $\gamma$  da uno stato iniziale eccitato con momento angolare  $\vec{I}_i$  e parità  $\pi_i$  a uno stato finale con  $\vec{I}_f$  e  $\pi_f$ . Per conservazione del momento angolare deve valere  $\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}$ . Questo restringe i possibili valori assumibili da  $\vec{L}$ :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$$

Il tipo di radiazione emessa dipende dalla parità relativa tra stato iniziale e finale: se non c'è nessun cambio di parità ( $\pi_f = \pi_i$ ), il campo di radiazione sarà pari; al contrario, se si ha una variazione di parità ( $\pi_f \neq \pi_i$ ) tra i due stati, il campo sarà dispari. Dato che i multipoli elettrici e magnetici differiscono nella parità, assumendo valori opposti in funzione di  $L$ , possiamo determinare di che tipo sarà un certo campo di radiazione emesso tramite l'ordine di multipolo. Possiamo dunque ricavare delle regole di selezione (escludendo  $L=0$ ):

$L$	1	2	3	4	...	$[2n]$	$[2n+1]$
$\pi_f = \pi_i$	M1	E2	M3	E4	...	E $[2n]$	M $[2n+1]$
$\pi_f \neq \pi_i$	E1	M2	E3	M4	...	M $[2n]$	E $[2n+1]$

Quindi la radiazione emessa nel decadimento sarà un misto di radiazione elettrica e magnetica, a seconda del momento angolare iniziale e finale degli stati coinvolti e della loro parità relativa. Ovviamente i contributi maggiori saranno dati (in generale) dai termini con il minore ordine di multipolo permesso per quanto osservato precedentemente sui coefficienti di Weisskopf.

### 1.1.2 Produzione interna di coppie (IPC)

La produzione interna di coppie (spesso abbreviata in IPC, *Internal Pair Conversion*) è un tipo di decadimento  $\gamma$ . Un nucleo instabile con un eccesso di energia pari ad

almeno  $2m_e c^2 = 1.02\text{MeV}$  (dove  $m_e$  indica la massa dell'elettrone) ha una probabilità non nulla di emettere direttamente una coppia  $e^-e^+$ , creata direttamente all'interno del campo elettromagnetico dell'atomo stesso. Tale probabilità di emissione [1] aumenta con l'energia del fotone generato, diminuisce all'incrementare del numero atomico, ed è fortemente dipendente dall'ordine di multipolo della radiazione emessa. La correlazione angolare tra le due particelle emesse è massima ad angoli di separazione  $\vartheta$  bassi (prossimi a  $0^\circ$ ), e decresce rapidamente all'aumentare dell'angolo di separazione.

È possibile sfruttare la correlazione angolare della coppia  $e^-e^+$  per investigare l'esistenza di possibili bosoni leggeri, come evidenziato in una pubblicazione del 1996 [2], in cui vengono analizzati due decadimenti:

- Decadimento E1  $e^-e^+$  del livello a 17.2 MeV del  $^{12}\text{C}$
- Decadimento M1  $e^-e^+$  del livello a 17.6 MeV del  $^8\text{Be}$

Le motivazioni sottostanti a tali scelte risiedono nella possibile competizione nel decadimento  $\gamma$  da parte di un bosone scalare ( $0^+$ ) o vettoriale ( $1^-$ ) nelle transizioni elettriche, e di un bosone pseudo-scalare ( $0^-$ ) o pseudo-vettoriale ( $1^+$ ) nelle transizioni magnetiche. Il decadimento di un bosone emesso nella transizione in due leptoni produrrebbe una sovrastruttura nella correlazione angolare caratteristica della IPC e della EPC ("External Pair Conversion", fenomeno analogo alla IPC ma che decresce ancora più rapidamente con  $\vartheta$ ), producendo anomalie significative e non riscontrabili nella IPC e nella EPC standard.

Le misurazioni svolte su tali decadimenti sono riportate in *fig.1.1*. L'esperimento è stato effettuato usando l'acceleratore Van De Graaff dell'Institut für Kernphysik, Università di Francoforte.

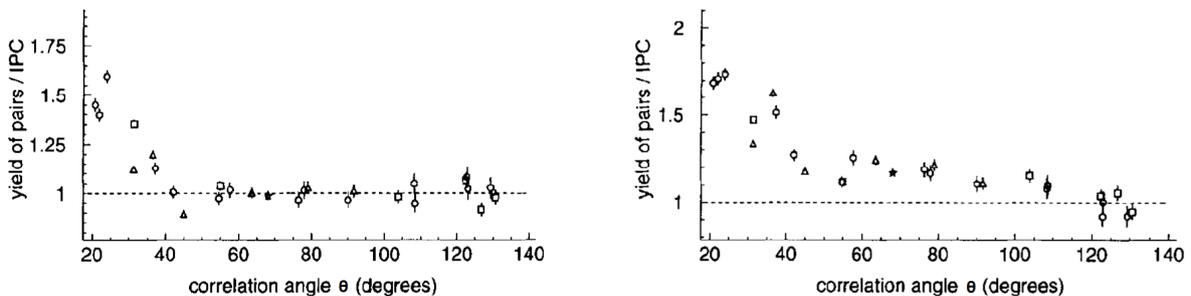


Figura 1.1: Rapporto tra conteggi sperimentali e IPC standard in funzione dell'angolo di separazione  $\vartheta$ , misurato per le reazioni su  $^{12}\text{C}$  (a sinistra) e su  $^8\text{Be}$  (a destra). La linea tratteggiata rappresenta la previsione teorica del rapporto.

Mentre il distaccamento dalla previsione teorica ad angoli piccoli è attribuibile in entrambi i casi al contributo della EPC ai conteggi totali, l'evidente deviazione per  $\vartheta \in [50^\circ, 110^\circ]$  nel  $^8\text{Be}$  non è motivabile mediante effetti nucleari noti. Nel  $^{12}\text{C}$  non si rileva alcuna anomalia a  $\vartheta$  grandi

## 1.2 X17: Evidenze sperimentali e rilevanza

La possibile esistenza di nuovi tipi di particelle a massa ridotta, in particolare nella scala del MeV, è un problema di acceso interesse nel mondo della fisica delle particelle, sia da un punto di vista teorico che sperimentale. La particella di cui andremo a trattare rientra in questo ampio quadro della ricerca attuale, e potrebbe fornire risposte a quesiti di estrema importanza.

Nel 2016 [3], venne svolta una campagna sperimentale presso la facility ATOMKY, situata a Debrecen (Ungheria), con l'obiettivo di investigare più a fondo l'anomalia riscontrata nel '96 [2]. Anche ad ATOMKY fu riscontrata una significativa deviazione nella correlazione angolare attesa nella IPC: in particolare, vennero analizzate delle transizioni isoscalare (18.15 MeV) e isovettoriale (17.6 MeV) M1 del  $^8\text{Be}$ . Il gruppo ipotizzò dunque l'esistenza di una nuova particella, denominata X17, non prevista dal modello standard.

Come discusso nel capitolo antecedente, l'IPC è un processo che compete con il decadimento  $\gamma$ , in cui l'energia di diseccitamento viene liberata producendo una coppia  $e^+e^-$ . Questo processo presenta una certa correlazione angolare caratteristica, che diminuisce rapidamente con l'angolo di separazione  $\vartheta$ : la probabilità di misurare un angolo relativo tra i due leptoni  $\vartheta \leq 30^\circ$  è normalmente trascurabile.

In netto contrasto con quanto atteso, ad ATOMKY venne misurata una distribuzione con un picco ad angoli relativamente ampi ( $\vartheta \approx 144^\circ$ ). Questa anomalia non è motivabile attraverso la teoria nota, ma può essere spiegata ipotizzando la creazione e l'immediato decadimento di un bosone con spin-parità  $J^\pi = 1^+$ , di massa  $m_0c^2 = 16.70 \pm 0.35_{\text{stat}} \pm 0.5_{\text{syst}}$  MeV. Studi analoghi [4] sono stati svolti anche sulla reazione  $^3\text{H}(p, e^-e^+)^4\text{He}$ , ottenendo risultati energeticamente compatibili ( $m_0c^2 = 16.94 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.21_{\text{syst}}$ ) con l'esistenza di un bosone di 17 MeV, come appunto X17, ma con una distribuzione angolare più pronunciata nell'intervallo  $100^\circ - 130^\circ$ , con massimo locale a  $\sim 120^\circ$  (Vedi Fig. 1.2).

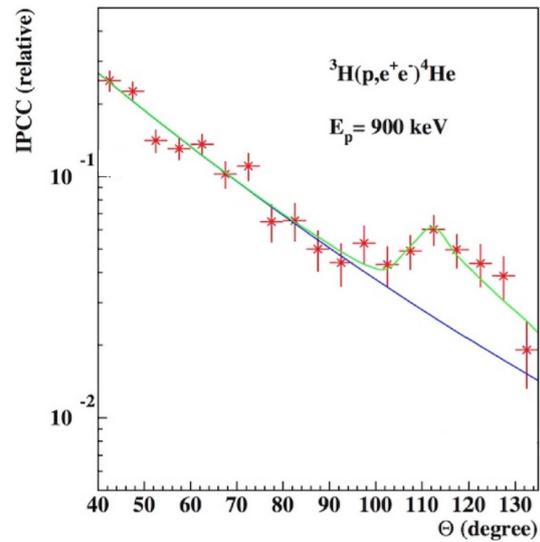


Figura 1.2: Correlazioni angolari per le coppie  $e^-e^+$  misurate nella reazione  $^3\text{H}(p, e^-e^+)^4\text{He}$  a  $E_p = 900\text{KeV}$ . I punti rossi rappresentano i dati sperimentali, mentre la linea blu rappresenta la distribuzione angolare attesa, basata sulla IPC standard. La linea verde rappresenta invece il miglior fit dei dati, assumendo  $M_{\text{X17}} = 16.87\text{MeV}$ .

Da altre misurazioni condotte sempre ad ATOMKY [5] sulla reazione  $^{11}\text{Be}(p, \gamma)^{12}\text{C}$  sono emersi risultati coerenti con l'ipotesi di X17 ( $m_0c^2 = 17.03 \pm 0.11_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ ), consolidando ulteriormente le argomentazioni a favore della sua esistenza.

Tuttavia, le misure condotte ad ATOMKY e relative allo studio del diseccitamento del  $^4\text{He}^*$  presentano notevoli limitazioni sperimentali:

- Intervallo energetico limitato;
- Assenza di tracciamento delle particelle prodotte;
- Vengono rivelate solo le particelle prodotte ortogonalmente rispetto al fascio;
- Assenza di identificazione delle particelle (si assume siano  $e^-e^+$ );

La campagna sperimentale proposta [10], [11] alla stazione di misura EAR2 della facility n\_TOF del CERN si propone di investigare il bosone X17 sfruttando per la prima volta reazioni coniugate. Infatti, sfruttando il fascio di neutroni, è possibile studiare:  $^3\text{He}(n, e^-e^+)^4\text{He}$  e  $^7\text{Be}(n, e^-e^+)^8\text{Be}$ . Date le proprietà della facility per tempi di volo di neutroni n\_TOF e dell'apparato sperimentale proposto, risulta possibile avviare alle criticità sopra elencate. È previsto, infatti, uno studio in un intervallo energetico ampio, con un apparato sperimentale contenente un tracciatore per individuare le traiettorie delle particelle emesse, un calorimetro segmentato per determinarne l'energia e un campo magnetico per l'identificazione delle particelle. Verrà inoltre misurata con alta precisione ( $\leq 5^\circ$ ) l'angolo tra  $e^-e^+$ . L'esperimento è dunque volto a confermare (o rigettare) l'esistenza di X17, ed eventualmente a misurarne le proprietà.

In particolare l'apparato sperimentale è stato concepito per determinare con precisione la massa di X17 e, da un punto di vista fenomenologico, la natura e l'esistenza della possibile quinta interazione, caratterizzata da una significativa soppressione dell'accoppiamento coi protoni rispetto a quello con i neutroni. Tale effetto, denominato "protofobico", può essere dedotto dal confronto tra le sezioni d'urto di produzione di X17 da reazioni indotte da protoni e neutroni [5]. Ci si aspetta in particolare una sezione d'urto associata alla reazione indotta dai neutroni maggiore del 30% rispetto a quella indotta dai protoni.

La scoperta di una nuova interazione rappresenterebbe una svolta per la fisica del modello standard, che ad oggi include quattro forze fondamentali: elettromagnetica, gravitazionale, forte e debole, con relative particelle mediatrici. Questa ipotetica quinta interazione, anch'essa mediata da un opportuno bosone di gauge, per essere coerente con l'ampia mole di dati sperimentali dovrebbe essere o a corto raggio, o poco intensa, o dotata di entrambe le caratteristiche.

Date le sue peculiarità teoriche, X17 costituisce un ottimo candidato come bosone mediatore di tale interazione, motivo per cui è di fondamentale importanza investigarne a fondo l'esistenza e le proprietà. Potrebbe inoltre avere un effetto sulla discrepanza tra dati sperimentali e calcoli teorici sul momento magnetico del muone ( $\mu^-$ ). Sono infatti previste ([7], [10]) tre componenti per tale momento :

$$a_{\mu}^{\text{SM}} = a_{\mu}^{\text{QED}} + a_{\mu}^{\text{EW}} + a_{\mu}^{\text{hadronic}} = 0.001\,165\,918\,04(51)$$

Mentre le prime due componenti (relative ai loop di fotoni e leptoni per la prima, e ai bosoni di Higgs, W e Z per la seconda) sono state calcolate con alta precisione, il terzo termine (relativo ai loop adronici) non è calcolabile con la pura teoria:  $a_{\mu}^{\text{hadronic}}$  va ricavato sperimentalmente tramite il rapporto delle sezioni d'urto adroniche e muoniche in collisioni  $e^{-} - e^{+}$ . La sua misura è tuttavia in disaccordo con il Modello Standard di 3.5 deviazioni standard, che suggerisce una possibile nuova fisica. Se dovesse essere confermata l'esistenza di X17, e se dovesse avere natura adronica, il termine  $a_{\mu}^{\text{hadronic}}$  subirebbe un incremento che potrebbe colmare il divario coi dati sperimentali.

### 1.3 Alternativa a X17: processi $\gamma - \gamma$

Una delle soluzioni alternative all'esistenza di X17 è data da un possibile processo di scattering inelastico tra fotoni. Mentre le onde elettromagnetiche della fisica classica non consentono questo tipo di processo, dopo la scoperta della QED risultò al contrario evidente che la creazione di coppie  $e^{-}e^{+}$  mediante interazioni tra fotoni sia una concreta possibilità teorica, soggetto di numerose conferme sperimentali.

In una pubblicazione del 2021 [12] viene analizzata in dettaglio la possibilità di motivare l'anomalia della correlazione angolare osservata nel diseccitamento del  ${}^8\text{Be}^*$  attraverso meccanismi di questo tipo, resi possibili da una ipotetica catena di decadimenti del Berillio stesso. Si propone di analizzare un processo di Bethe-Heitler (MBH) modificato, presentato in Fig 1.3.

In termini semplici, il processo di Bethe-Heitler descrive l'interazione tra un fotone e il campo elettrico prodotto dagli  $e^{-}$  atomici. Durante l'interazione, il fotone viene diffuso dai singoli elettroni del campo elettrico. Ci sono due meccanismi principali per questo processo:

- Effetto Compton, in cui il  $\gamma$  cede parte della sua energia a un  $e^{-}$  e viene diffuso in un'altra direzione;
- Produzione di coppie, in cui il  $\gamma$  ha energia sufficiente ad essere convertito in una coppia  $e^{-}e^{+}$ ;

Nell'articolo viene ipotizzato un processo MBH a produzione di coppie, con due principali differenze: il  $\gamma$  incidente viene generato nel diseccitamento del  ${}^8\text{Be}^*$  (non proviene da sorgenti esterne) e viene diffuso da un secondo  $\gamma$  generato in un decadimento intermedio del nucleo stesso, e non da un campo sottostante.

Per avere una probabilità non nulla che avvenga il processo MBH, i due  $\gamma$  devono essere generati quasi simultaneamente nella regione prossima al nucleo. Il tempo che intercorre tra le due emissioni consecutive è  $\Delta t \sim 1/\Gamma$ , dove  $\Gamma$  indica l'ampiezza dello stato

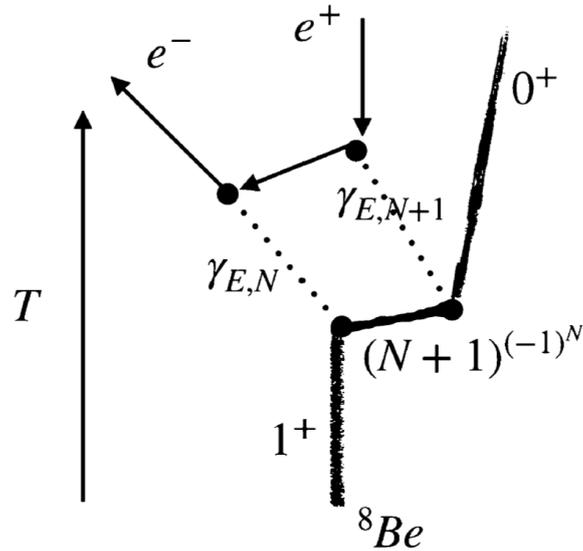


Figura 1.3: Transizione di Bethe-Heitler modificata per il  ${}^8\text{Be}^*$ .

nucleare intermedio. È dunque necessario un  $\Gamma$  ampio per minimizzare la soppressione della probabilità del processo.

Esistono tre stati intermedi noti tra lo stato eccitato studiato e lo stato fondamentale, e si hanno dunque diverse possibilità per la catena di decadimento. I due migliori candidati sono una transizione che conserva l'isospin:

$$1^+ \xrightarrow[\Delta N = 3, \Delta T = 0]{\Delta M_{12} = 6.8\text{MeV}} 4^+ \xrightarrow[\Delta N = 4, \Delta T = 0]{\Delta M_{23} = 11.35\text{MeV}} 0^+$$

e una che non lo conserva:

$$1^+ \xrightarrow[\Delta N = 3, \Delta T = 1]{\Delta M_{12} = 6.3\text{MeV}} 4^+ \xrightarrow[\Delta N = 4, \Delta T = 0]{\Delta M_{23} = 11.35\text{MeV}} 0^+$$

Si può inoltre verificare che processi di questo tipo soddisfino la conservazione di energia e impulso. Nonostante si trovi una corrispondenza quasi perfetta da un punto di vista cinematico con l'anomalia sperimentale di X17, analizzando in dettaglio il problema si trovano diversi aspetti che rendono improbabile la sua spiegazione con questo tipo di processo: dal calcolo delle probabilità di emissione da parte delle risonanze nucleari coinvolte emergono alcune inconsistenze. Inoltre, l'ipotesi di X17 è legata ad un'evidenza sperimentale esclusivamente osservata nel decadimento di uno stato eccitato nucleare, ma da un punto di vista cinematico non si hanno argomentazioni a favore di questa selezione.

# Capitolo 2

## Tecniche sperimentali

### 2.1 La facility n\_TOF al CERN

#### 2.1.1 n\_TOF

La facility n\_TOF è un impianto sperimentale situato al CERN di Ginevra, operativo dal 2001 [8]. Il complesso è dedicato allo studio delle interazioni neutroni-nucleo. È composto da una sorgente pulsata di neutroni accoppiata a due basi di volo, uno di lunghezza pari a 200 m e uno di circa 20 m, che servono due aree sperimentali: EAR1, posta a 182.3 metri dal bersaglio, ed EAR2, posta invece a 19 metri sulla verticale. I neutroni vengono prodotti in un ampio spettro energetico, dai pochi meV alle decine di GeV, e la loro energia è ricavata mediante la tecnica del tempo di volo (in inglese "Time-Of-Flight", TOF), descritta in seguito.

I neutroni vengono prodotti tramite spallazione di un fascio pulsato di circa  $8 \times 10^{12}$  protoni, d'impulso pari a 20 GeV/c, generato dal Proton Synchrotron (PS) del CERN. Tale fascio impatta un bersaglio massiccio di piombo, con una massa pari a 1.3 tonnellate, creando pacchetti di neutroni. La scelta del piombo come bersaglio è legata alla sua grande produzione di neutroni nel processo di spallazione, infatti vengono prodotti circa 300 neutroni per ogni protone incidente. La facility può operare in due modalità:

- Dedicata:  $8 \times 10^{12}$  protoni per pacchetto;
- Parassita:  $3.5 \times 10^{12}$  protoni per pacchetto;

I neutroni prodotti per spallazione, inizialmente molto energetici, vengono moderati attraverso uno strato di H<sub>2</sub>O spesso 1 cm e uno strato di acqua borata (H<sub>2</sub>O + 1.28% H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub>) spesso 4 cm, che consentono sia di raffreddare il cilindro in Pb che di ottenere lo spettro energetico desiderato.

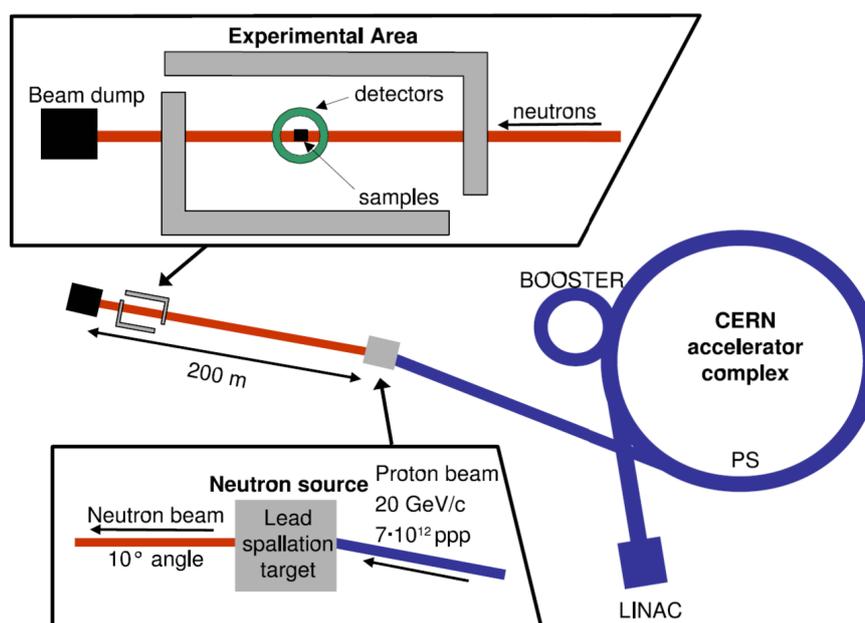


Figura 2.1: Schema della facility n\_TOF e del PS, prospettiva dall'alto.

### 2.1.2 Area sperimentale EAR2

Nella campagna sperimentale volta allo studio di X17 verrà utilizzata l'area sperimentale EAR2, operativa dal 2014. EAR2 offre notevoli vantaggi rispetto ad EAR1, dovuti al suo posizionamento a  $90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio di protoni incidente e alla minore distanza dalla sorgente in piombo.

In questa area sperimentale, oltre ad avere un flusso di neutroni maggiore di un fattore 40, si ha un  $\gamma$  flash meno intenso [9]. Con  $\gamma$  flash si intende una emissione di raggi  $\gamma$ , generati nel decadimento dei  $\pi^0$  creati tramite collisioni nucleone-nucleone. Dato che questi  $\pi^0$  tendono a propagarsi in avanti, i raggi  $\gamma$  tendono a fare lo stesso. Non tutti i fotoni  $\gamma$  sono prodotti con questo meccanismo: è anche presente una componente d'emissione quasi isotropa, generata da diseccitamenti nucleari del Pb e da catture neutroniche nel moderatore.

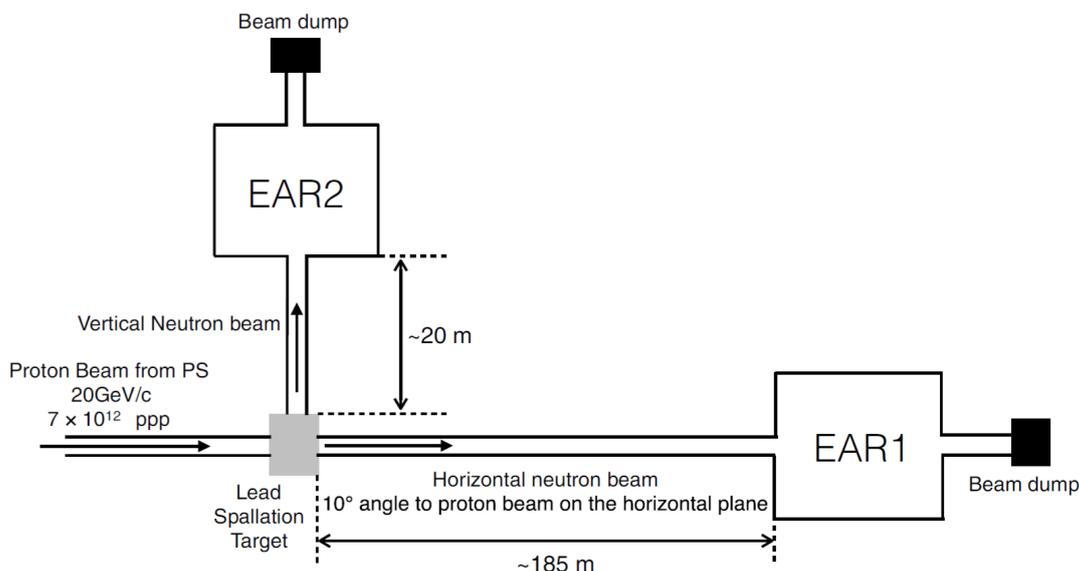


Figura 2.2: Schema delle aree sperimentali EAR1 ed EAR2

## 2.2 Tecnica del tempo di volo (TOF)

I neutroni creati per spallazione sono distribuiti su un ampio spettro energetico, come detto in precedenza. Questi neutroni vengono utilizzati in EAR1 e EAR2 per compiere diversi esperimenti. Un parametro di fondamentale importanza è dunque l'energia cinetica del singolo neutrone che impatta il bersaglio oggetto della ricerca.

Per ricavare tale energia si utilizza la tecnica del tempo di volo (TOF): dalla misura dell'intervallo temporale che il neutrone impiega a percorrere la distanza tra bersaglio in Pb e area sperimentale, è possibile calcolarne l'energia cinetica. Sperimentalmente, i TOF sono ottenuti dalla differenza tra due misure temporali:  $T_{\text{stop}}$ , determinato dal tempo di arrivo del neutrone, e  $T_{\text{flash}}$ , che indica l'arrivo dei raggi  $\gamma$  generati all'impatto del fascio di protoni. A questi va aggiunto un  $t_0 = L/c$ , ossia il tempo che i fotoni  $\gamma$  impiegano a raggiungere l'area sperimentale (con  $L = 18.5$  metri):

$$t_{\text{TOF}} = (T_{\text{stop}} - T_{\text{flash}}) + t_0.$$

Possiamo dunque valutare la velocità dei neutroni emessi:

$$v = \frac{L}{t_{\text{TOF}} + t_{\text{mod}}}$$

Dove con  $t_{\text{mod}}$  si indica un fattore che consente di tener conto del rallentamento dei neutroni dovuto al moderatore:  $t_{\text{mod}}$  è il tempo tra la produzione del neutrone e il

momento in cui lascia il bersaglio di spallazione, che aggiunge un'incertezza sull'istante di creazione. Ottenuta la velocità risulta possibile calcolare l'energia cinetica:

$$E_n = E - m_0c^2 = \sqrt{c^2p^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2 = m_0c^2(\gamma - 1)$$

Dove  $\gamma$  indica il fattore di Lorentz:  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ , ed  $m_0$  la massa a riposo del neutrone.

## 2.3 Apparato sperimentale

Come anticipato nel paragrafo 1.2, l'obiettivo della campagna sperimentale non è solo di confermare o rigettare l'esistenza di X17, ma anche di misurarne le proprietà fisiche. Per farlo, è necessaria una analisi approfondita della cinematica delle singole coppie  $e^+e^-$ .

È stato dunque ideato [11] un apparato di rivelazione (vedi Fig. 2.3) formato da due tracciatori di forma rettangolare, posti a 5 cm di distanza dal bersaglio, uno di fronte all'altro. Tali tracciatori consentono di ricostruire la traiettoria delle particelle che li attraversano. Dietro a ciascun tracciatore sono presenti due lastre costituite da bacchette di scintillatore, disposte a formare una griglia. Grazie a questa particolare disposizione è possibile migliorare la ricostruzione della traiettoria svolta dai tracciatori. Dietro alle bacchette è posto un calorimetro elettromagnetico costituito da cubi di materiale scintillatore, che si occupano di fermare i leptoni incidenti e di assorbirne completamente l'energia residua. Il funzionamento dei rivelatori a scintillazione, formato dalle bacchette di scintillatore e da un fotomoltiplicatore, verrà approfondito nelle sezioni 2.4 e 2.5.

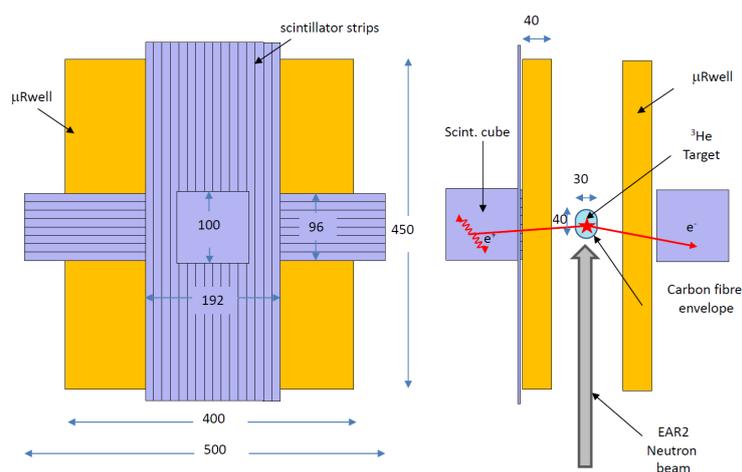


Figura 2.3: Schema dell'apparato completo: vista laterale (a sinistra) e vista frontale (a destra). In giallo il tracciatore  $\mu$ Rwell; in viola gli scintillatori. Le misure numeriche sono in millimetri.

### 2.3.1 Bersaglio

La prima campagna sperimentale è volta a misurare la reazione nucleare  ${}^3\text{He}(n, e^- e^+){}^4\text{He}$ , che popola uno stato eccitato  ${}^4\text{He}^*$  e decade in IPC.

Il campione di  ${}^3\text{He}$  è contenuto in un cilindro (3 cm di diametro, lungo 3.5 cm, e spesso 0.6 mm), realizzato in fibra di carbonio. Il contenitore può sostenere una pressione fino a 350 atm di  ${}^3\text{He}$ , ma verrà pressurizzato con 300 atm per avere un certo margine di sicurezza. Il recipiente sarà a sua volta inserito in un secondo cilindro in Al, spesso  $1.2\ \mu\text{m}$ , in modo tale che le pareti interne in fibra di carbonio siano a stretto contatto con quelle esterne, per minimizzare le perdite di  ${}^3\text{He}$ .



Figura 2.4: Prototipo del contenitore e sua sezione.

Per quanto concerne la reazione  ${}^7\text{Be}(n, e^+ e^-){}^8\text{Be}$ , che potrebbe essere studiata successivamente in una campagna di misura dedicata, verrà usato un bersaglio solido in  ${}^7\text{Be}$  ( $\sim 4-5\ \text{mg}/\text{cm}^2$ ), evaporato su una lastra in Ta, spessa circa  $4-5\ \mu\text{m}$ . L'obiettivo nella realizzazione di questo bersaglio è di minimizzare la probabilità di scattering multipli in cui i leptoni emergenti potrebbero incorrere. Questo fenomeno sarebbe una fonte di errore sistematico per la correlazione angolare della coppia  $e^+e^-$ , e può anche influire sulla ricostruzione della traiettoria e sulla risoluzione energetica.

### 2.3.2 Tracciatori

Per confutare ogni dubbio sull'esistenza di X17, è necessaria una misura degli osservabili cinematici della coppia  $e^+e^-$  con un basso grado d'incertezza. La ricostruzione delle traiettorie dei leptoni emessi è dunque di fondamentale importanza.

Ciascun tracciatore è formato da una TPC (*Time Projection Chamber*), che consente sia di ottenere l'informazione sulla traiettoria 3D, sia di identificare le particelle in un ampio intervallo di energie. Può anche operare all'interno di un campo magnetico che devia le tracce, consentendo la misura della quantità di moto. La lettura delle tracce viene svolta da dei MPGD (*Micro Pattern Gaseous Detectors*) come  $\mu\text{Rwell}$ . La forma del rivelatore è rettangolare, e il campo elettrico è radiale.

### 2.3.3 Calorimetro segmentato

L'utilizzo nell'apparato di un calorimetro segmentato, in combinazione con il tracciatore descritto precedentemente, consente una ricostruzione delle traiettorie con un grado di

precisione molto alto ( $\Delta\theta \leq 5^\circ$ ). Il calorimetro è composto da due serie di sottili lastre di scintillatori, disposte a  $90^\circ$  tra di loro a formare una griglia (che fornisce informazioni sulla traiettoria delle particelle), e da 16 scintillatori cubici di  $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ , in grado di assorbire completamente l'energia dei leptoni incidenti e di fermarli.

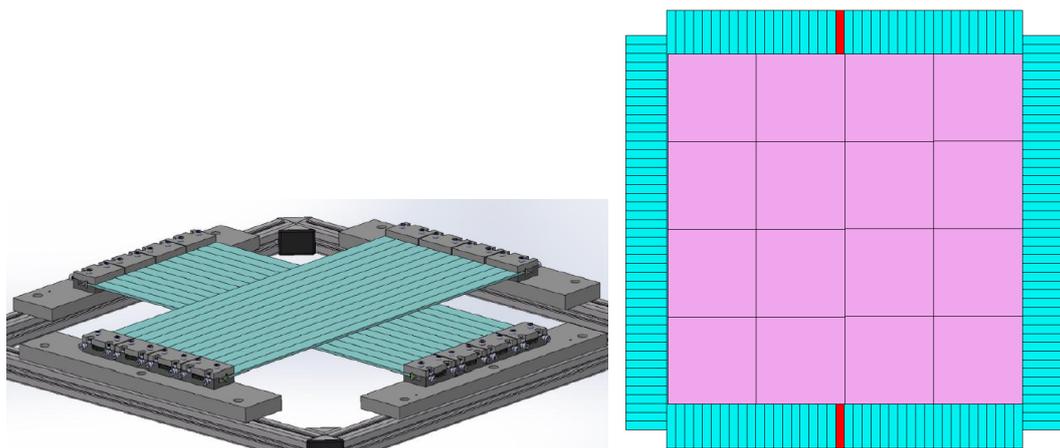


Figura 2.5: Schema della griglia di scintillatori. Al passaggio di un  $e^-$ , viene rilevato un segnale sia in una lastra verticale che in una orizzontale, fornendo informazioni sulla sua traiettoria: sappiamo infatti che deve essere passato nella zona quadrata d'interpolazione delle due lastre.

Secondo le previsioni teoriche, i leptoni emergenti da X17 condividono una frazione di energia tra i 2 MeV (minimo) e i 15 MeV (massimo). Ci si aspetta che  $e^-$  di 20 MeV (valore energetico limite, per avere un certo margine di sicurezza) possano attraversare circa 11 cm di materiale scintillatore. Ogni  $e^-$  deve attraversare i 10 cm di spessore dello scintillatore cubico e i 0.6 cm delle lastre (ignorando il tracciatore e considerando il cammino più breve, ortogonale al rivelatore), quindi lo spessore dovrebbe essere adeguato. Gli scintillatori cubici sono equipaggiati di fotomoltiplicatori veloci con partitori di tensione attivi, mentre per la presa dati delle lastre verranno usati degli array di SiPM (fotomoltiplicatori al Silicio, di dimensioni ridotte, dell'ordine della superficie di base delle bacchette).

Il calorimetro elettromagnetico così costruito è in grado di assorbire interamente l'energia dei leptoni incidenti: ci si aspetta una risoluzione energetica del 10% per X17. Inoltre, consente uno studio approfondito della sezione d'urto differenziale delle reazioni  ${}^3\text{He}(n, \gamma){}^4\text{He}$  e  ${}^3\text{He}(n, e^+e^-){}^4\text{He}$ : queste misure sono fondamentali per determinare con precisione la struttura dei livelli eccitati dell'  ${}^4\text{He}$ .

Ovviamente gli scintillatori sono sensibili anche al passaggio di protoni, prodotti dal canale  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  che possono tuttavia essere scartati mediante un riconoscimento attuato dall'uso congiunto di tracciatore, calorimetro e della tecnica del TOF.

## 2.4 Scintillatori

Gli scintillatori sono tra i dispositivi più utilizzati nell'ambito della fisica delle particelle. Sono rivelatori formati da certi materiali che presentano una peculiare proprietà nota come "scintillazione": quando attraversati da particelle o radiazione, emettono un debole impulso luminoso. Sono spesso accoppiati a fotomoltiplicatori (PMT), che consentono di rilevare la luce di scintillazione, di amplificarla, e di tradurla in un impulso elettrico da cui possiamo ricavare dati sull'energia della particella incidente. Il loro ampio utilizzo in ambito sperimentale è legato alle seguenti caratteristiche:

- Sensibilità all'energia: al di sopra di una certa soglia, la maggior parte degli scintillatori ha andamento lineare con l'energia. Siccome anche il PMT, se usato correttamente, ha risposta lineare, l'ampiezza del segnale elettrico sarà proporzionale all'energia depositata.
- Risposta temporale rapida: gli scintillatori sono strumenti "veloci": la rivelazione e il seguente recupero avvengono in modo estremamente rapido (dell'ordine di poche decine di ns). Ciò consente di misurare intervalli temporali tra diversi eventi con adeguata precisione.

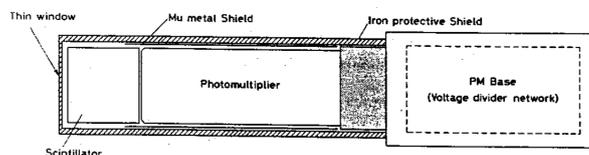


Figura 2.6: Diagramma di un rivelatore a scintillazione, composto dal materiale scintillatore e dal fotomoltiplicatore.

I materiali scintillatori sono caratterizzati da una proprietà nota come "luminescenza". I materiali luminescenti sono in grado di emettere luce visibile quando esposti a certe forme di energia, ad esempio radiazione o calore. Se la emissione di luce avviene immediatamente dopo l'assorbimento di energia (entro una finestra di  $10^{-8}$ s, scala temporale delle transizioni atomiche), allora il processo è chiamato "fluorescenza". Se invece l'emissione avviene con un certo ritardo, il processo è noto come "fosforescenza", ed è dovuto alla meta-stabilità dello stato eccitato coinvolto nell'emissione. Il periodo di latenza nell'emissione può andare da qualche microsecondo fino a qualche ora, a seconda del materiale considerato.

In prima approssimazione, l'evoluzione temporale del segnale di emissione segue un semplice andamento esponenziale:

$$N(t) = \frac{N_0}{\tau_d} e^{-t/\tau_d}$$

Dove  $N(t)$  è il numero di fotoni emessi al tempo  $t$ ,  $N_0$  il numero di fotoni totali, e  $\tau_d$  la costante di decadimento.

Non tutti i materiali luminescenti sono adeguati alle esigenze dei dispositivi scintillatori. In generale, un buon materiale scintillatore deve avere le seguenti caratteristiche:

- Alta efficienza nella conversione dell'energia di eccitazione;
- Trasparenza alla sua radiazione fluorescente;
- Emissione in un intervallo di frequenze compatibile con la risposta spettrale dei fotomoltiplicatori esistenti (tipicamente 400 nm);
- Costante di decadimento  $\tau_d$  piccola (dell'ordine di 1-3 ns);

Gli scintillatori possono essere realizzati in diversi materiali (plastica, vetro, cristallo, gas e materiali organici), e vengono prodotti in modo tale da presentare certe proprietà singolari che li rendono adatti a varie situazioni e esigenze specifiche.

Nel caso del calorimetro segmentato descritto nel paragrafo 2.4, verranno utilizzate bacchette di materiale plastico EJ-200. Si tratta di un materiale dotato di una lunghezza di attenuazione elevata e un basso  $\tau_d$ . Ciò lo rende particolarmente utile in sistemi al tempo di volo in cui vengono usati scintillatori molto estesi longitudinalmente, che coincide con le esigenze dell'apparato.

## 2.5 Fotomoltiplicatori

I fotomoltiplicatori (spesso abbreviati in PMT) sono dispositivi in grado di convertire un segnale luminoso in una corrente elettrica misurabile. L'eccezionale sensibilità di questi strumenti li rende di grande utilità nel contesto della fisica nucleare. Sono spesso utilizzati assieme a rivelatori a scintillazione, come descritto nel paragrafo antecedente.

Solitamente un PMT è costituito dalle seguenti componenti, contenute all'interno di un tubo a vuoto (con riferimento alla fig.X)

1. Catodo in materiale fotosensibile, detto "fotocatodo";
2. Sistema di raccolta degli  $e^-$ ;
3. Array di dinodi per la moltiplicazione a cascata del numero di  $e^-$ ;
4. Anodo per l'acquisizione del segnale in uscita;

Per renderlo operativo, viene applicato un potenziale a "step" crescenti per ogni dinodo, su tutta la lunghezza del dispositivo. Al passaggio di una particella attraverso lo scintillatore, essa vi deposita parte della sua energia, causando l'emissione di radiazione. I fotoni emessi incidono sul fotocatodo, che emette un  $e^-$  per effetto fotoelettrico. Tale  $e^-$  viene accelerato e direzionato verso il primo dinodo a causa della tensione applicata.

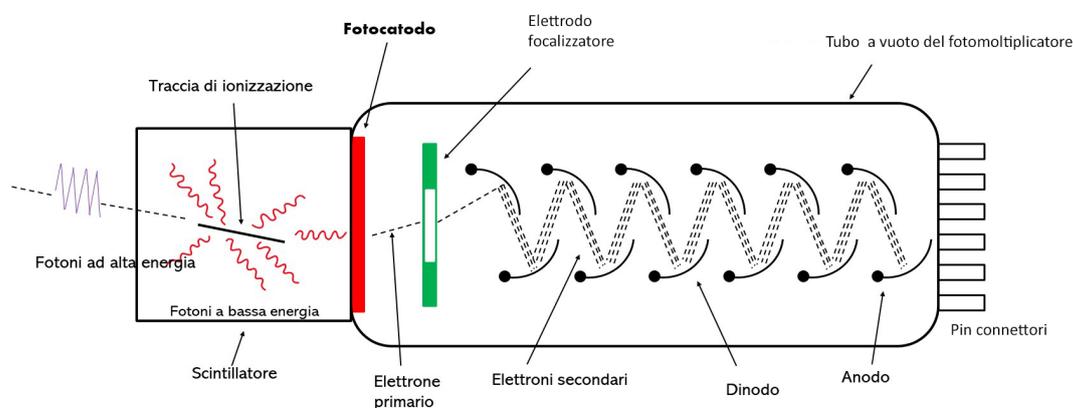


Figura 2.7: Diagramma di un PMT.

All'impatto l' $e^-$  trasferisce parte della sua energia agli  $e^-$  del dinodo stesso, causando l'emissione di  $e^-$  secondari, che a loro volta vengono accelerati verso il secondo dinodo (che si trova ad un potenziale maggiore). Il processo si ripete per ogni dinodo inserito nel dispositivo, creando una emissione a cascata di un numero notevole di  $e^-$ , che vengono successivamente raccolti dall'anodo. Si genera dunque un impulso elettrico misurabile, in quanto la corrente in uscita sarà proporzionale al numero di fotoni incidenti, che è a sua volta proporzionale all'energia della particella che attraversa lo scintillatore. Analizziamo ora in dettaglio il funzionamento di questo dispositivo.

### 2.5.1 Fotocatodo e collettore

Il fotocatodo, a seguito dell'impatto dei fotoni incidenti, emette  $e^-$  mediante l'effetto fotoelettrico. Dunque, l'efficienza del dispositivo dipende fortemente dalla frequenza del fotone incidente  $\nu$  e dal materiale impiegato. Infatti, dalla ben nota relazione di Einstein:  $E = h\nu - \Phi$  (dove  $E$  è l'energia cinetica degli  $e^-$  emessi e  $\Phi$  è il potenziale di estrazione), risulta evidente come sia necessario avere delle  $\nu$  al di sopra di una certa soglia per avere fotoemissione degli  $e^-$ .

La risposta spettrale al segnale in ingresso del dispositivo è espressa tramite:

$$n(\lambda) = \frac{\# \text{ di fotoelettroni rilasciati}}{\# \text{ di fotoni incidenti}(\lambda)}$$

detta "efficienza quantica". A seconda del materiale impiegato nella costruzione del fotocatodo,  $n(\lambda)$  presenta un picco a certe frequenze: la risposta spettrale è tale da convertire in modo efficiente solo una banda ristretta di frequenze, come esemplificato nella tabella sottostante[13].

Tipo di catodo	Composizione	$\lambda$ (nm) al picco	Efficienza quantica al picco
S1 (C)	Ag-O-Cs	800	0.36
S4	Sb-Cs	400	16
S20 (T)	SbNa-KCs	420	20
Bialkali	Ag-O-Cs	420	26
Bialkali D	Sb-K-Cs	400	26
SB	Cs-Te	235	10

La maggior parte dei fotocatodi usati oggi sono in materiale semiconduttore, formato generalmente da Antimonio e metalli alcalini. Si preferisce usare materiali semiconduttori in quanto presentano un'efficienza quantica superiore di qualche ordine di grandezza rispetto ai metalli: mentre nei primi si raggiunge un  $n(\lambda) \approx 30\%$ , nei metalli non si supera lo 0.1%. Il motivo fisico dietro a questa differenza risiede nella struttura intrinseca dei due materiali.

Sviluppi recenti nella ricerca su materiali ad affinità elettronica negativa hanno portato alla costruzione di fotocatodi con efficienza quantica nell'ordine dell'80%. Un esempio di questi materiali è il Fosforo di Gallio (GaP) fortemente drogato con Zinco e Cesio.

Gli  $e^-$  prodotti dal fotocatodo devono essere convogliati verso la sezione moltiplicativa. Nella maggior parte dei PMT, la raccolta viene effettuata mediante l'applicazione di un campo elettrico, generato tramite elettrodi opportunamente configurati. Un esempio è fornito in Fig. 2.8

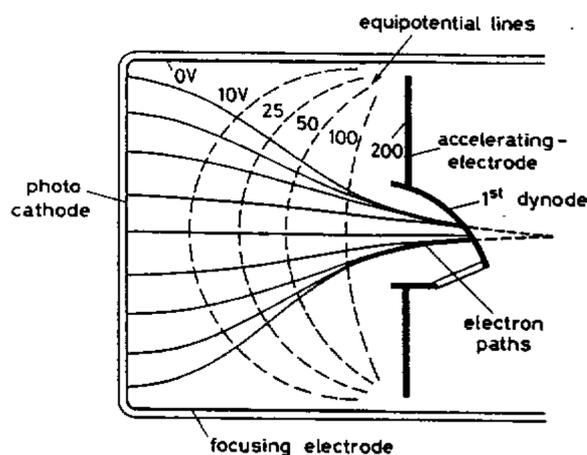


Figura 2.8: Esempio di configurazione per gli elettrodi focalizzatori: un elettrodo accelera gli elettroni in direzione del primo dinodo (posto allo stesso potenziale), mentre i due elettrodi posti ai lati li convogliano nella direzione desiderata.

Nella costruzione di questa sezione, bisogna tenere in considerazione due fattori:

- Massimizzare l'efficienza della raccolta di  $e^-$ , ovvero il rapporto tra numero di  $e^-$  che raggiungono il primo dinodo e quello degli  $e^-$  emessi dal fotocatodo;

- Il tempo impiegato dagli  $e^-$  a raggiungere il primo dinodo deve essere indipendente dalla loro velocità iniziale e dalla posizione di partenza (richiesta che determina la risoluzione temporale del PMT);

## 2.5.2 Sezione moltiplicativa e anodo

Il sistema di moltiplicazione consente di amplificare notevolmente la corrente primaria di fotoelettroni, in modo da ottenere un segnale facilmente misurabile nell'anodo del dispositivo. Per realizzare questo effetto moltiplicativo, si sfrutta una sequenza di diversi elettrodi, detti dinodi, posti ad un potenziale crescente. Il guadagno di ogni elettrodo è indicato con il "fattore di emissione secondaria"  $\delta$ .

Il meccanismo di emissione di  $e^-$  secondari da parte dei dinodi è simile a quanto descritto per il fotocatodo: all'impatto del fotoelettrone primario viene trasferita energia agli  $e^-$  secondari del dinodo, causandone l'emissione. Si potrebbe pensare, come nel caso del fotocatodo, di realizzare i dinodi in materiale semiconduttore o isolante, data la maggiore probabilità di emettere  $e^-$  a seguito dell'impatto. Tuttavia, la sequenza di dinodi deve essere posta a potenziali crescenti per garantire l'accelerazione degli  $e^-$ , che rende necessario l'utilizzo di materiali conduttori.

La soluzione è di realizzare i dinodi in una lega di materiali alcalini o alcalino-terrosi e metalli. La porzione superficiale in metallo alcalino ossida, creando uno strato isolante sopra ad un supporto conduttore. Si garantisce in questo modo sia un valore di  $\delta$  sufficientemente elevato, che la possibilità di generare opportune configurazioni di campo elettrico.

Leghe di uso comune sono Ag-Mg, Cu-Be e Cs-Sb. Solitamente la sezione moltiplicativa contiene dai 10 ai 14 dinodi, per un guadagno totale fino a  $10^7$  elettroni per ogni fotoelettrone in ingresso. Anche in questo contesto i materiali ad affinità elettronica negativa come il GaP forniscono una efficiente alternativa, che consentono di abbassare il numero di step necessari ad avere un certo guadagno.

Esistono varie configurazioni per la disposizione spaziale dei dinodi, che influenzano il tempo di risposta e il range di risposta lineare del PMT. Alcuni esempi sono illustrati in Fig. 2.9

Ogni configurazione ha certe proprietà caratteristiche, che rendono di fondamentale importanza sapere come scegliere il PMT che meglio si adegua alle esigenze dell'apparato sperimentale. Ad esempio, la configurazione a "Venetian Blind" (a) presentano una vasta superficie per la raccolta degli  $e^-$ , che garantisce un'ottima efficienza di raccolta e un guadagno stabile, a discapito del tempo di risposta.

Alla fine della sezione moltiplicativa troviamo l'anodo, che svolge la funzione di raccogliere gli  $e^-$  secondari emessi dall'ultimo dinodo della sezione moltiplicativa, consentendo di ricavare dati dalla corrente in uscita. La sua geometria deve adattarsi alla configurazione del moltiplicatore, e deve garantire sia la raccolta di tutti gli  $e^-$  secondari emessi, sia che la risposta sia lineare.

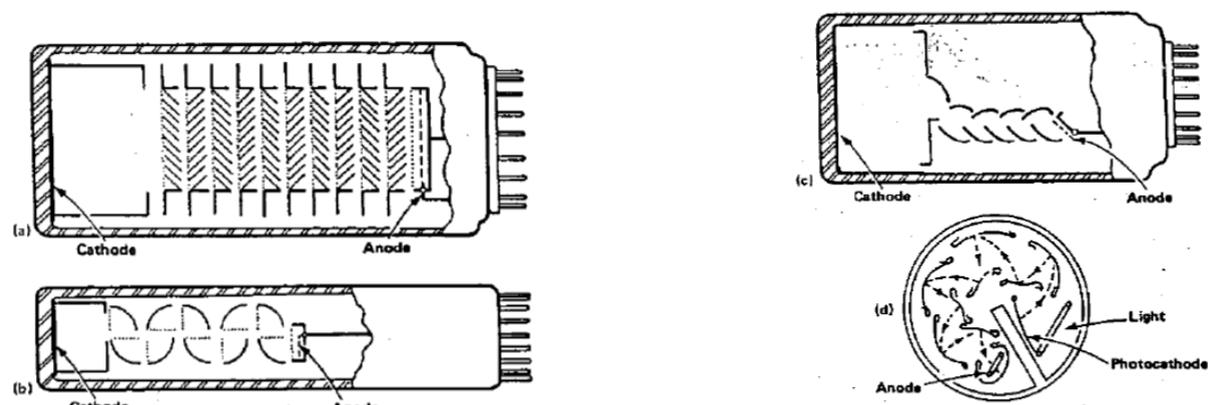


Figura 2.9: Varie configurazioni per i dinodi: (a) Venetian Blind; (b) Box and Grid; (c) Linear focused; (d) Circular focused.

### 2.5.3 Parametri operativi

Nell'utilizzo dei PMT si fa spesso riferimento a una serie di parametri che ne descrivono quantitativamente il comportamento in certi regimi. I più comuni sono il guadagno, l'intervallo di linearità e il tempo di risposta.

**Guadagno:** Il guadagno totale di un fotomoltiplicatore è dato dal rapporto tra il numero di  $e^-$  raccolti all'anodo e il numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo. Esso dipende sia dal numero di dinodi nella sezione moltiplicativa che dal fattore di emissione secondaria  $\delta$ , a sua volta dipendente dalla tensione tra due dinodi successivi:  $\delta \propto (V_d)$

Sia  $D$  il numero di dinodi presenti nella sezione moltiplicativa,  $n_k$  il numero di  $e^-$  generati dal fotocatodo e sia  $\delta_i$  il fattore di emissione secondaria del dinodo  $i$ -esimo. Il numero di  $e^-$  raccolti dall'anodo sarà:

$$N_{\text{anodo}} = n_k \prod_{i=1}^D \delta_i.$$

Da cui possiamo facilmente ricavare il guadagno totale del PMT:

$$G = \frac{N_{\text{anodo}}}{n_k} = \prod_{i=1}^D \delta_i.$$

Assumendo che tutti i  $\delta_i$  siano uguali tra loro:

$$G = \delta^D \rightarrow G \propto V_d^D \rightarrow G \propto V^D.$$

Dove  $V$  è la tensione di alimentazione del fototubo: dato che  $V_d$  viene applicata mediante un ripartitore di tensione, vale  $V = (N + 1)V_d$  (vedi Fig. 2.10).

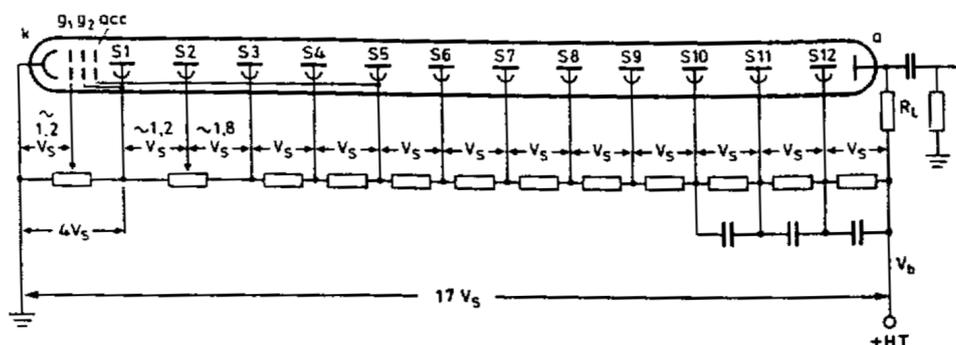


Figura 2.10: Esempio di ripartitore di tensione.

Occorre fare una precisazione: assumere che tutti i  $\delta$  siano uguali fra loro è una approssimazione del tutto ideale. Nella pratica i singoli  $\delta$  subiscono fluttuazioni dovute alla natura statistica del processo di emissione secondaria. Per poter stimare tali fluttuazioni si fa ricorso allo "spettro di singolo elettrone", ossia lo spettro in uscita dal PMT quando viene illuminato da una luce debole, in modo da rendere trascurabile la probabilità di produzione di più fotoelettroni.

**Linearità:** La risposta lineare di un PMT è fortemente dipendente dalla configurazione dei dinodi e dalla corrente nel tubo a vuoto. Per avere linearità, è necessario che ad ogni step della sezione moltiplicativa vengano raccolti tutti gli  $e^-$  emessi dallo step precedente, in modo tale da mantenere una certa proporzionalità con la corrente del catodo. In Fig 2.11 sono mostrate alcune dipendenze funzionali della corrente dalla tensione.

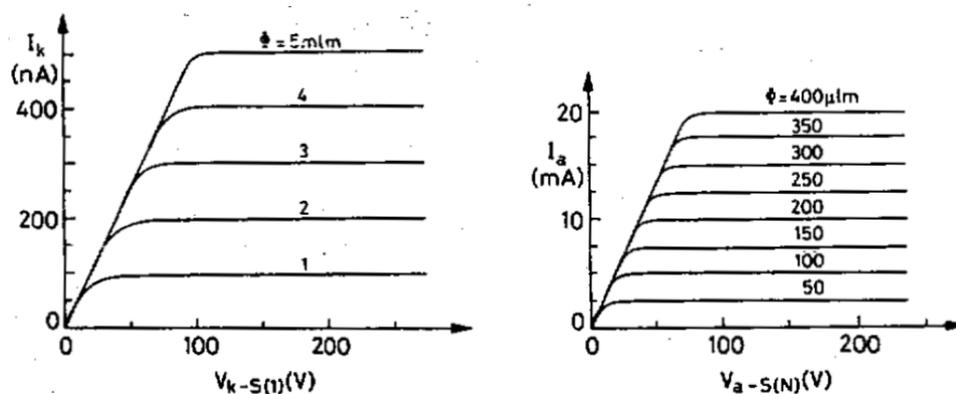


Figura 2.11: Caratteristiche I-V di catodo e anodo di un PMT esposto a diverse intensità luminose.

Possiamo notare come la corrente aumenta proporzionalmente al voltaggio applicato fino ad un certo valore di saturazione, corrispondente alla completa raccolta di tutto il flusso di  $e^-$ . L'iniziale dipendenza dal potenziale è correlata alla formazione di una distribuzione spaziale di carica attorno all'elettrodo emettitore, che scherma parzialmente il campo in tale regione e che viene gradualmente attenuata aumentando il voltaggio.

Per utilizzare il PMT in regime lineare è dunque necessario mantenere una tensione tale che le correnti di catodo, dinodi e anodo si trovino nella regione di saturazione della curva caratteristica.

**Tempo di risposta:** La risoluzione temporale di un PMT è influenzata principalmente da due fattori:

- Variazioni nel tempo di transito degli  $e^-$  attraverso il PMT;
- Fluttuazioni casuali;

Il primo fattore può dipendere sia dall'energia di emissione dei singoli fotoelettroni, che da effettive differenze di cammino dovute alla geometria del sistema ("transit time difference"). Alcune soluzioni possibili sono l'utilizzo di catodi sferici (in modo tale da uguagliare le distanze) o campi elettrici variabili, dipendenti dalla distanza.

Oltre alle differenze dovute alla geometria del sistema, esistono variazioni dipendenti dall'energia e dalla direzione di volo degli  $e^-$ , dette "transit time spread". Esprimiamo la velocità degli  $e^-$  come somma di una componente parallela al fotocatodo e una ortogonale:

$$\vec{v} = \vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel$$

Se indichiamo con  $e$  ed  $m_e$  rispettivamente carica e massa dell'elettrone, con  $E$  il modulo del campo elettrico, e con  $W$  l'energia cinetica associata a  $\vec{v}_\perp$ , ossia  $\vec{v}_\perp^2/2m_e$ , La differenza temporale è esprimibile come:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2m_e W}{e^2 E^2}}$$

# Capitolo 3

## Analisi dati

### 3.1 Descrizione dell'esperimento

Dopo aver illustrato in dettaglio la composizione e il funzionamento dell'apparato sperimentale proposto, risulta ora necessario un collaudo preliminare delle singole componenti, per verificare quali si adattino meglio alle esigenze dell'esperimento. Come consueto in campagne sperimentali di questo tipo, ogni componente deve essere esaminata a fondo, sia per garantirne il corretto funzionamento, che per accertarsi che la risposta ottenuta sia quella desiderata.

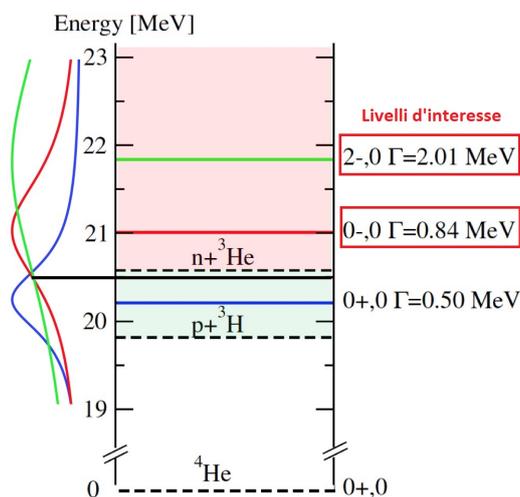


Figura 3.1: Nei riquadri rossi i livelli d'interesse dell' ${}^4\text{He}$ , popolati da reazioni indotte da neutroni. Per ottenere tali stati eccitati, le energie dei neutroni impattanti devono essere almeno pari a 21 MeV per il primo stato eccitato e a 22 MeV per il secondo, corrispondenti a tempi di volo di rispettivamente 368 e 361 ns.

In questo capitolo ci concentreremo in particolare sui rivelatori a scintillazione impiegati nella costruzione del calorimetro. Andremo infatti a verificare che i fotomoltiplicatori utilizzati funzionino correttamente nell'intervallo di energie desiderato per le particelle emergenti dall'impatto dei neutroni col bersaglio, nell'intervallo di energia cinetica del neutrone (vedi Fig. 3.1) di interesse: da  $\sim 1.6$  MeV a  $\sim 100$  keV. Per farlo, è stato preparato nella camera sperimentale EAR2 un semplice apparato di collaudo (vedi Fig.3.2), formato dai rivelatori da esaminare e da un bersaglio in carbonio, posizionato lungo la direzione di volo dei neutroni in EAR2, di massa pari a quella del contenitore del campione di  $^3\text{He}$  che verrà usato nel futuro esperimento sullo studio di X17.

Le particelle emergenti dall'interazione tra neutroni e carbonio impattano i rivelatori da collaudare, causando l'emissione di luce di scintillazione all'interno del materiale scintillatore. Tale radiazione viene rilevata dai PMT posti alle estremità dei rivelatori, che registrano per ogni impulso luminoso (corrispondente al passaggio di radiazione) una certa tensione, da cui è possibile dedurre varie informazioni.

Nell'esperimento sono stati collaudati due rivelatori diversi, da qui in avanti indicati con SCIO (*SCIntillator Old*) e SCIN (*SCIntillator New*), che si differenziano solo per il modello di PMT impiegato. Sia SCIO che SCIN sono formati da tre bacchette in scintillatore plastico EJ-200, lo stesso che verrà utilizzato nella costruzione del calorimetro elettromagnetico; ad ogni bacchetta sono associati due PMT. Data la loro elevata sensibilità alla luce, i rivelatori sono stati avvolti in una copertura in plastica nera, per prevenire l'eccessivo irraggiamento dovuto all'illuminazione dell'area sperimentale, che potrebbe compromettere la misura o il funzionamento dei PMT.

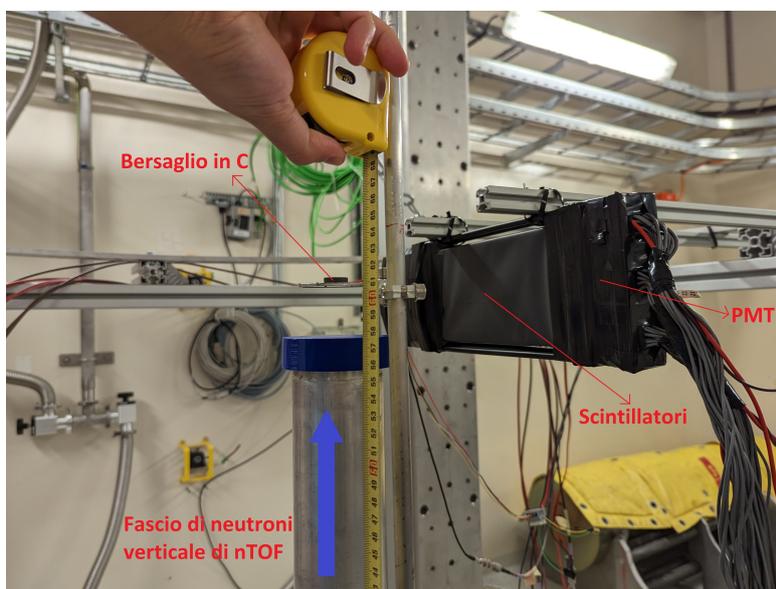


Figura 3.2: Apparato predisposto al collaudo dei rivelatori a scintillazione, configurazione a 18 cm. Il disco nero è il bersaglio in carbonio, posizionato sul fascio di neutroni.

## 3.2 Analisi della risposta degli scintillatori

Come anticipato nella sezione precedente, l'obiettivo di questa analisi dati è di verificare sperimentalmente il modello di PMT più adatto alle esigenze della campagna su X17. Le reazioni nucleari  ${}^3\text{He}(n, e^+e^-){}^4\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}(n, e^+e^-){}^8\text{Be}$  richiedono che i neutroni impattanti abbiano energia tra 100 keV e qualche MeV [10], intervallo ampiamente incluso nello spettro energetico di n\_TOF.

L'energia dei singoli neutroni è ricavabile sperimentalmente tramite la tecnica del tempo di volo (dato da  $t_{\text{TOF}} = T_{\text{stop}} - T_{\text{flash}} + t_0$ , con  $t_0 = L/c$ ).

L'energia cinetica dei neutroni va valutata tenendo in considerazione gli effetti relativistici: in figura abbiamo l'intervallo di energie desiderato per i neutroni impattanti.

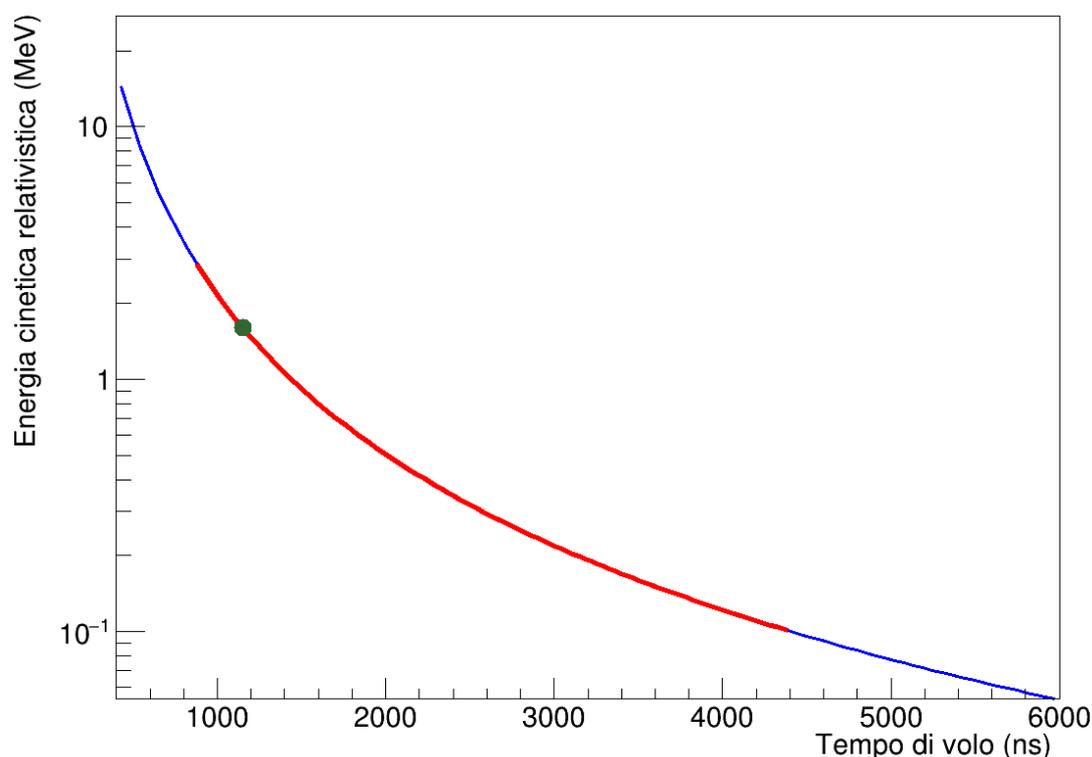


Figura 3.3: Energia cinetica relativistica in funzione del tempo di volo dei neutroni lungo un percorso pari alla distanza tra EAR2 e bersaglio di spallazione ( $\sim 19$  m). La zona rossa della curva corrisponde all'intervallo d'interesse per l'analisi dati (da 100 keV a 3 MeV). Il punto verde indica una energia pari a 1.6 MeV, corrispondente a un tempo di volo di  $\sim 1150$  ns, evidenziato per motivi spiegati di seguito.

Dato un certo valore di energia cinetica del neutrone (indicata da qui in avanti con  $E_n$ ) il canale di reazione della IPC  ${}^3\text{He}(n, e^+e^-){}^4\text{He}$  oltre a produrre la coppia  $e^+e^-$ , può

lasciare il nucleo di  ${}^4\text{He}$  in uno stato eccitato (vedi Fig. 3.1). In particolare:

- Per  $E_n \geq 21$  MeV risulta possibile eccitare il livello  $0^- \rightarrow 0^+$ , con  $\Gamma \sim 0.84$  MeV
- Per  $E_n \geq 22$  MeV risulta possibile eccitare il livello  $2^- \rightarrow 0^+$ , con  $\Gamma \sim 2.01$  MeV

Ricordiamo che SCIO e SCIN sono costituiti da tre bacchette di scintillatore associate a tre PMT, indicizzati da  $N_{\text{det}} = 1, 2, 3$ . Entrambi i rivelatori sono stati collaudati con tre misure a distanze diverse, rispettivamente 18, 37 e 56 cm tra bersaglio di carbonio e scintillatori (nel seguito ci riferiamo a queste configurazioni come *Short*, *Medium* e *Long*).

**${}^{12}\text{C} + \text{NN}$**   
**( $E_{\text{lab}} = 20000$  keV)**

Reaction Products	Q-Value (keV)		Threshold (keV)	
${}^{13}\text{C} + \gamma$	4946.3		0	
${}^{12}\text{C} + \text{NN}$	0		0	
${}^9\text{Be} + \alpha$	-5702.07	8	6181.84	8
$\alpha + \text{NN} + 2\alpha$	-7274.76567	15	7886.86445	16
$\text{NN} + 3\alpha$	-7274.7657	4	7886.8645	5
${}^8\text{Be} + \text{NN} + \alpha$	-7366.61	4	7986.43	4
${}^5\text{He} + 2\alpha$	-8010	20	8684	22
${}^{12}\text{B} + \text{p}$	-12587.1	13	13646.1	14
${}^{11}\text{B} + \text{d}$	-13732.131	12	14887.553	13
${}^{11}\text{B} + \text{NN} + \text{p}$	-15956.697	12	17299.293	13

Figura 3.4: Possibili prodotti della reazione tra gli atomi di  ${}^{12}\text{C}$  del bersaglio e neutroni del fascio.

Per ogni pacchetto di neutroni in ingresso che impatta il bersaglio in carbonio, vengono emesse numerose particelle (vedi Fig. 3.4), che, all’impatto con il rivelatore, generano luce di scintillazione. I fotoni così emessi all’interno delle bacchette generano picchi di tensione all’anodo del PMT. La tensione rilevata viene campionata e acquisita digitalmente su file (detti "raw data") quando supera un certo valore soglia, onde evitare l’inclusione di ingenti moli di dati inutilmente. Successivamente i raw data vengono analizzati per estrarre i parametri dei segnali, come ad esempio l’ampiezza, l’area, il TOF... e trasformati in file ROOT. Nei TTree i dati sono organizzati in modo tale che ogni ingresso contenga tutte le informazioni e le diverse proprietà del segnale, tra cui un identificativo per riconoscere il rivelatore,  $N_{\text{det}}$ .

Per verificare il corretto funzionamento dei rivelatori, sono stati riempiti istogrammi bidimensionali (riportati in seguito) contenenti l'ampiezza del segnale in funzione del tempo di volo dei neutroni, valutato come indicato nel paragrafo 2.2 ( $t_{\text{TOF}} = T_{\text{stop}} - T_{\text{flash}} + \frac{L}{c}$ ). Il numero di conteggi per ogni bin è espresso mediante un gradiente di colore. Come asserito precedentemente, il tempo di volo in questo contesto è un'espressione dell'energia cinetica del neutrone stesso (dato che il percorso è di lunghezza fissata). Quindi un istogramma di questo tipo può illustrare una certa corrispondenza tra l'ampiezza del segnale e l'energia del neutrone incidente che lo ha generato. La presenza di un certo tipo di correlazione all'interno del segnale è dunque indice del corretto funzionamento dei rivelatori.

Il comportamento dei neutroni all'impatto con un materiale è correlato all'energia dei neutroni stessi. Ci sono tre possibilità:

1. Scattering elastico
2. Scattering inelastico
3. Reazioni di cattura neutronica

La sezione d'urto di ciascun processo, ossia la sua probabilità, è legata all'energia cinetica del neutrone. Per l'intervallo considerato, il processo più probabile è lo scattering elastico, e la quantità di energia cinetica persa dal neutrone dipende dal numero di massa atomica degli atomi del bersaglio: più sono leggeri, maggiore è l'energia trasferita. Per questo motivo è stato scelto il carbonio nella realizzazione del bersaglio, essendo un elemento molto leggero (per esempio, la grafite costituisce infatti un ottimo moderatore nei reattori a fissione).

I neutroni diffusi elasticamente dal bersaglio possono raggiungere lo scintillatore e dare vita a loro volta a urti elastici. Il rinculo dei nuclei (H e C) di cui è composto lo scintillatore plastico possono produrre un segnale nel rivelatore stesso. Quindi i neutroni, dopo l'impatto col bersaglio, vengono deflessi in ogni direzione, e alcuni di essi possono colpire gli scintillatori, depositando una certa quantità di energia  $\Delta E$ . L'intervallo di energie cinetiche dei neutroni 3 MeV - 100 KeV è anche quello di interesse per lo studio dei leptoni emergenti dalla IPC, ossia il fenomeno che verrà analizzato in dettaglio nella campagna sperimentale sullo studio di X17. È dunque di fondamentale importanza condurre l'analisi dei rivelatori a scintillazione operando in tale intervallo energetico.

I conteggi per energie cinetiche dei neutroni fino a  $\sim 30$  MeV, analizzati di seguito, risultano particolarmente utili in quanto consentono di studiare la risposta dei rivelatori ad alte energie e per tempi di volo brevi (prossimi al  $\gamma$ -flash).

Una prima indicazione qualitativa del funzionamento dei rivelatori si può ricavare dalla Fig. 3.5, ad esempio. Si tratta di un grafico della tensione in funzione del tempo di volo ottenuta dall'"Event Display" del sistema di acquisizione dati. Mostriamo il grafico relativo alla configurazione *Short*, contenente la risposta in ampiezza in funzione del tempo di volo per  $N_{\text{det}} = 3$ , sia del rivelatore SCIO che di SCIN.

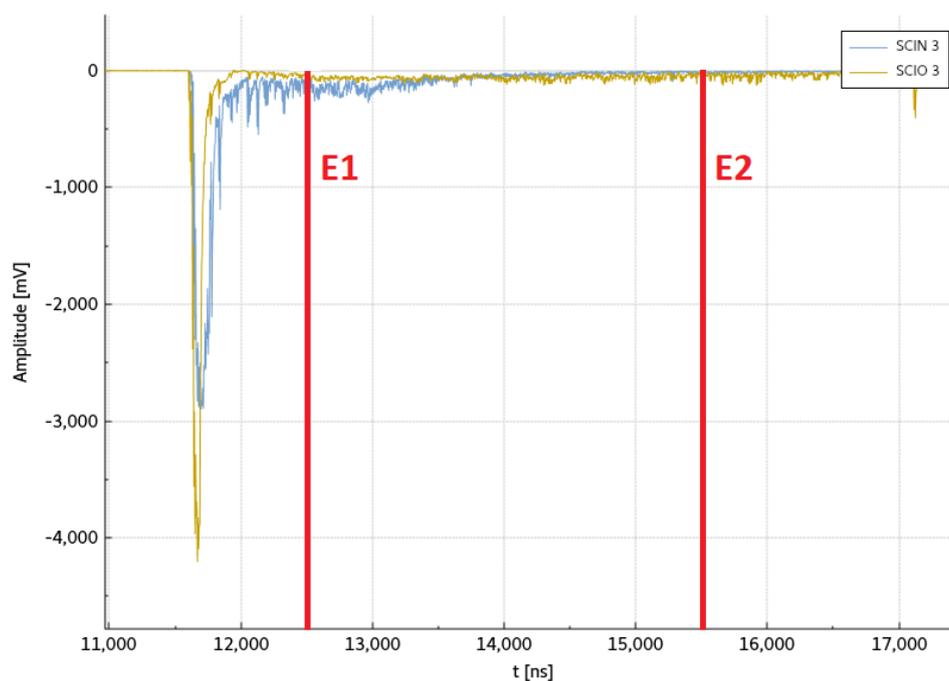


Figura 3.5: Grafico dell'ampiezza in funzione del tempo di arrivo delle particelle nell'area sperimentale. Le due linee rosse indicano i due valori di energia finora considerati ( $E1 \sim 1.6$  MeV;  $E2 \sim 100$  KeV). In blu il segnale rilevato da SCIN 3, mentre in giallo il segnale rilevato da SCIO 3.

Il picco più pronunciato dell'ampiezza nel lato sinistro del grafico (tempo d'arrivo di  $\sim 11500$  ns) corrisponde al  $\gamma$ -flash, ossia il momento in cui i raggi gamma prodotti dall'impatto del pacchetto di protoni con il bersaglio in Pb arrivano nell'area sperimentale. Solitamente al tempo di volo dei neutroni ( $T_{\text{stop}}$ ) viene sottratto il tempo d'arrivo dei fotoni  $\gamma$  ( $T_{\text{flash}}$ ) sommandovi poi  $L/c$ , come argomentato nella sezione 2.2. In questo caso, si fa utilizzo direttamente del tempo d'arrivo delle particelle nell'area sperimentale, in quanto non è strettamente necessario usare il tempo di volo: le informazioni che vogliamo estrapolare qualitativamente dal grafico possono essere ricavate semplicemente osservando dove si trovano i picchi di ampiezza rispetto al  $\gamma$ -flash.

Possiamo osservare che SCIO 3 non produce quasi nessuna risposta nel range considerato (o una risposta con guadagno talmente basso da essere considerabile fuori scala). Al contrario, SCIN 3 genera segnali più ampi e definiti nella zona adiacente ad E1, all'interno del range, come riscontrato negli istogrammi (in cui presenta un numero significativo di conteggi ad ampiezze relativamente alte). La minore visibilità di tali segnali dipende dall'utilizzo di una scala lineare per l'ampiezza, mentre negli istogrammi è stata usata una scala logaritmica.

Nel grafico di SCIN 3 possiamo osservare, alla sinistra di E1, un numero notevole di picchi di ampiezza elevata a tempi d'arrivo bassi. Ciò ci indica la capacità di tale scintillatore di rivelare particelle in intervalli energetici molto elevati ( $\sim 25$  MeV, per  $T_{\text{stop}} \sim 12000$  ns), con un alto guadagno del PMT. Al contrario, SCIO non presenta picchi così pronunciati, ed ha dunque un guadagno inferiore.

La presenza di questi picchi ad alte energie è riscontrabile in tutti e tre i rivelatori di SCIN: riportiamo in Fig. 3.6 gli andamenti temporali dell'ampiezza per  $N_{\text{det}} = 1, 2, 3$ , nella configurazione *Short* per coerenza.

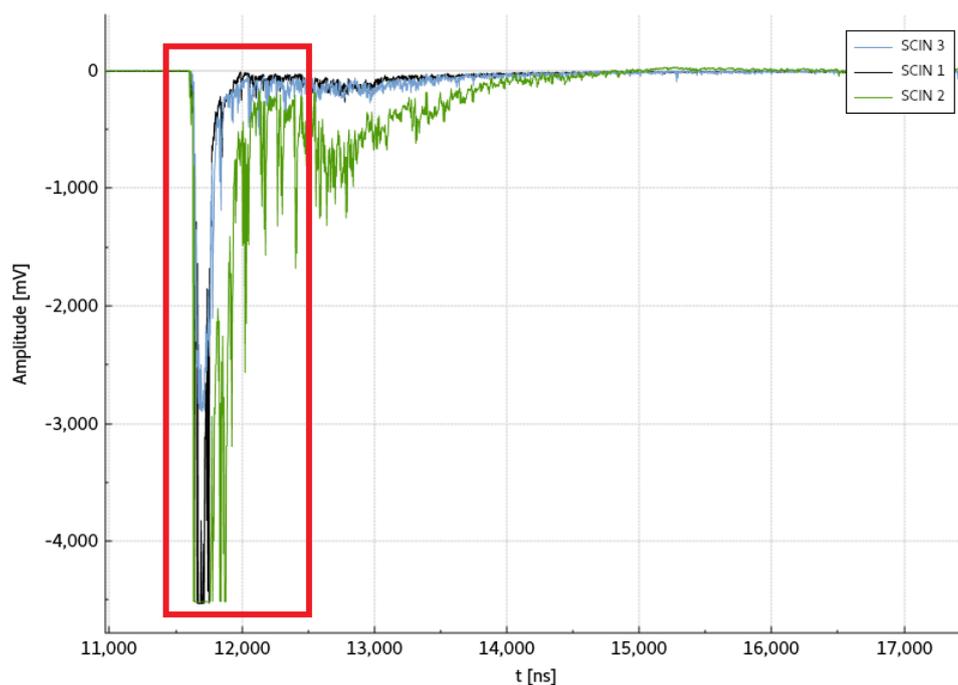


Figura 3.6: Grafici dell'ampiezza in funzione del tempo di arrivo delle particelle nell'area sperimentale, per ogni rivelatore di SCIN. Tutti i picchi dell'ampiezza all'interno del riquadro rosso sono ad energie maggiori di 1.6 MeV.

Dall'esperimento preliminare emerge dunque che il rivelatore SCIN si comporta in modo conforme alle esigenze dell'esperimento in misura maggiore rispetto allo scintillatore SCIO.

Abbiamo anche un modo meno qualitativo per determinare quale rivelatore svolge meglio la sua funzione, che giustifica la scelta delle grandezze studiate: l'ampiezza del segnale è proporzionale all'energia depositata  $\Delta E$ . Se negli istogrammi ampiezza - tempo di volo è presente una struttura indice di proporzionalità inversa, allora il rivelatore si comporta nel modo desiderato.

Sono stati analizzati gli istogrammi di tutti i rivelatori per entrambi gli scintillatori, verificandone il comportamento ad ogni distanza. Si è trovata una risposta nettamente migliore da parte del rivelatore SCIN rispetto a SCIO: riportiamo in Fig. 3.7 il comportamento del rivelatore  $N_{\text{det}} = 3$  di entrambi nella configurazione *Short* per illustrare questa differenza.

Dall'istogramma superiore in Fig. 3.7 si può facilmente osservare che SCIN 3 riproduce qualitativamente l'andamento atteso, ossia una proporzionalità inversa tra l'ampiezza del segnale e il tempo di volo del neutrone che ha prodotto l'evento, indicativa della corretta relazione che sussiste tra l'energia depositata  $\Delta E$  e l'energia del neutrone. Al contrario, nell'istogramma inferiore relativo al rivelatore SCIO 3, non è presente alcun tipo di struttura all'interno dell'intervallo di energie cinetiche considerato.

Questa differenza nella risposta dei due rivelatori si ripresenta per ogni  $N_{\text{det}}$ , ad ogni distanza considerata. Riportiamo in Fig. 3.8, a titolo esemplificativo, un paragone tra gli istogrammi di SCIN 3 nelle configurazioni *Short* e *Long*, per mostrare la differenza nei conteggi tra le due distanze.

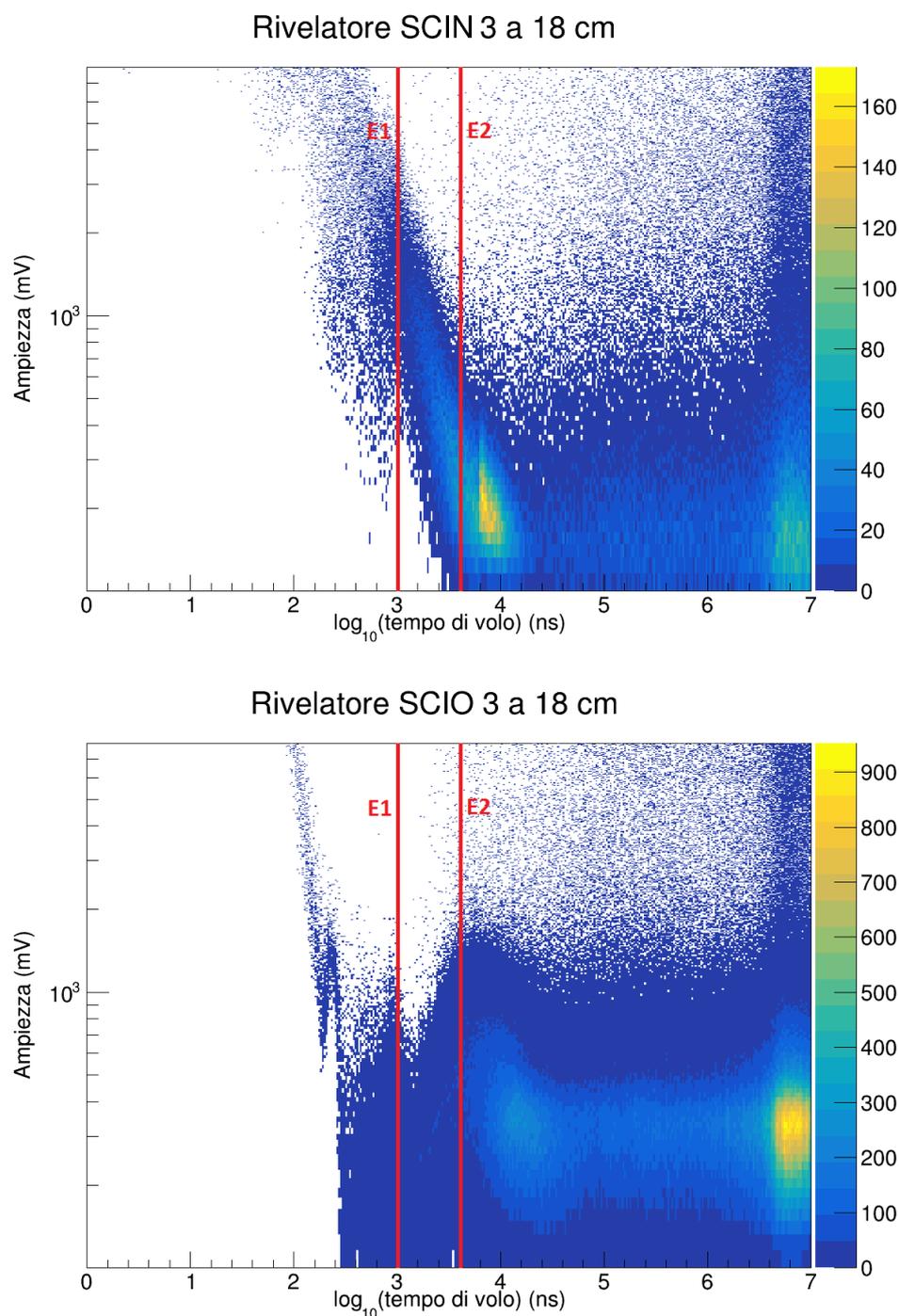


Figura 3.7: Istogrammi bidimensionali dell'ampiezza del segnale in funzione del tempo di volo per il rivelatore  $N_{\text{det}} = 3$  dello scintillatore SCIN (sopra) e SCIO (sotto), configurazione *Short*. I due valori di energia corrispondono a  $E1 \approx 1.6$  MeV e  $E2 \approx 100$  KeV. Mentre in SCIO non compare alcuna correlazione evidente in tale intervallo, in SCIN possiamo notare una struttura interpretabile come proporzionalità inversa, indice del corretto funzionamento del rivelatore. La banda orizzontale a bassa ampiezza e costante per tutti i TOF corrisponde alla rilevazione dei raggi  $\gamma$ .

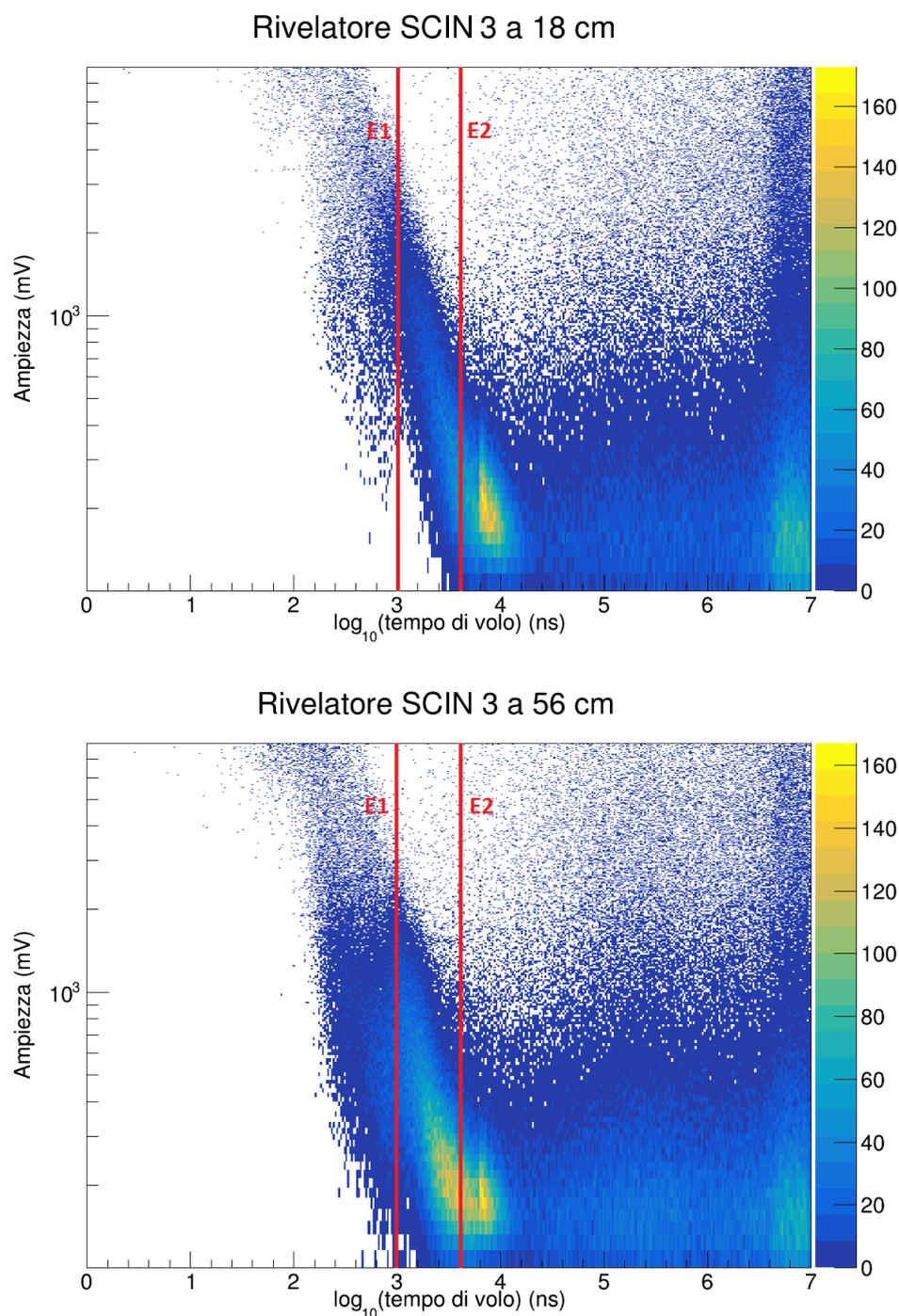


Figura 3.8: Paragone tra gli istogrammi bidimensionali dell'ampiezza del segnale in funzione del tempo di volo per il rivelatore  $N_{\text{det}} = 3$  del rivelatore SCIN, configurazione *Short* (in alto) e *Long* (in basso). I due valori di energia E1 ed E2 sono gli stessi degli istogrammi precedenti. In entrambi si riscontra la medesima struttura indice di proporzionalità inversa.

Il rivelatore  $N_{\text{det}} = 3$  è stato scelto a fini esemplificativi in quanto sembra funzionare leggermente meglio rispetto a  $N_{\text{det}} = 1, 2$ . Lo stesso tipo di proporzionalità inversa è individuabile anche negli altri rivelatori, ma in SCIN 3 il segnale è nettamente più pulito. Mentre i tre scintillatori di SCIN mostrano tutti l'andamento atteso, quelli di SCIO non sembrano mostrare nessuna struttura rilevante. Per completezza, riportiamo in forma compatta gli istogrammi di ogni rivelatore nella configurazione *Short*, sia di SCIN che di SCIO, per mostrarne qualitativamente gli andamenti. Riportiamo inoltre l'istogramma dei conteggi totali associati ad entrambi gli scintillatori (ossia, la somma dei conteggi dei tre rivelatori).

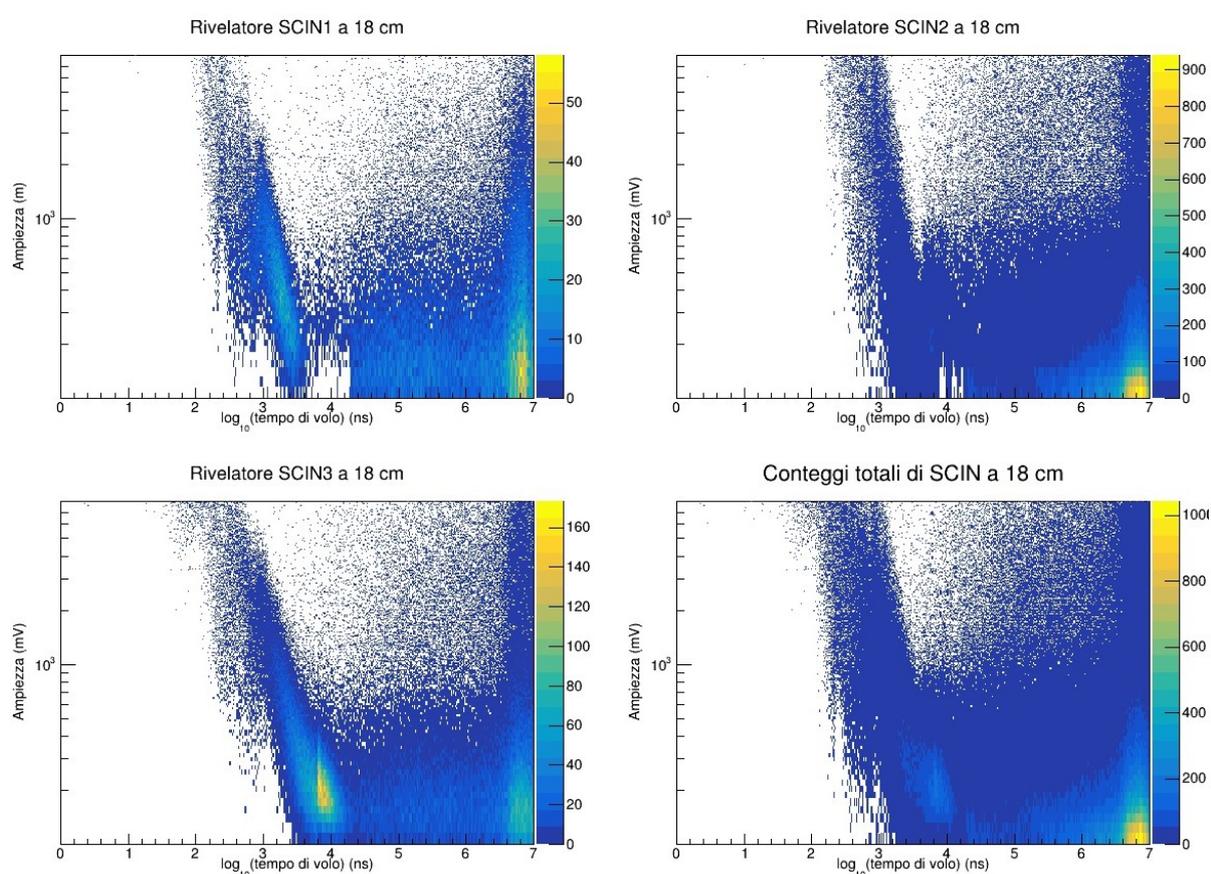


Figura 3.9: Iistogrammi bidimensionali dell'ampiezza del segnale in funzione del tempo di volo per tutti e tre i rivelatori di SCIN, e loro conteggi cumulativi (in basso a destra). La struttura si presenta in ogni istogramma, in modo particolarmente evidente in SCIN 3 (in basso a sinistra).

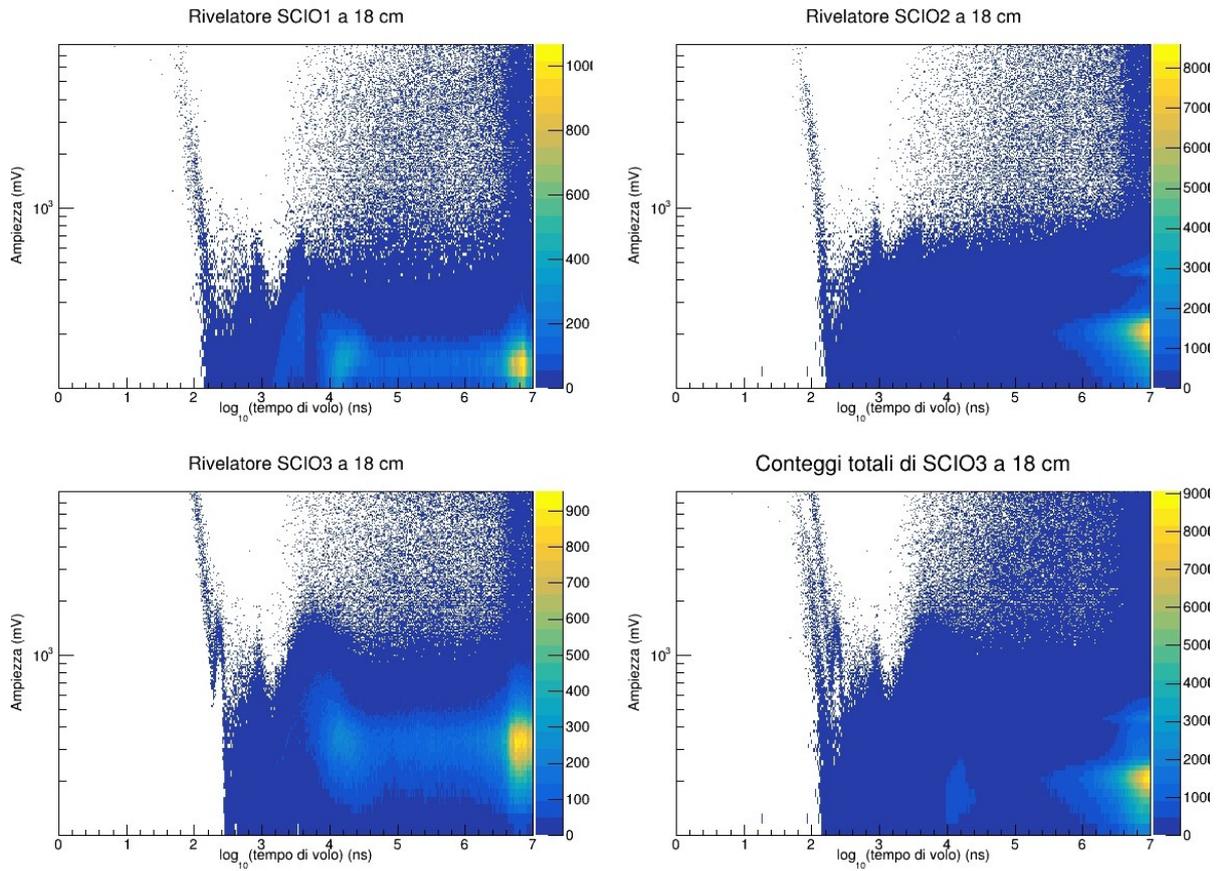


Figura 3.10: Istogrammi bidimensionali dell'ampiezza del segnale in funzione del tempo di volo per tutti e tre i rivelatori di SCIO, e loro conteggi cumulativi. Non è riscontrabile alcuna struttura caratteristica.

# Conclusioni

L'anomalia rilevata ad ATOMKY nella correlazione angolare delle coppie  $e^+e^-$  emergenti dal decadimento di alcuni stati eccitati nucleari per IPC, ha condotto alla teorizzazione di un nuovo bosone ipotetico, di massa  $m_0 \approx 17$  MeV, denominato X17. Per verificare la veridicità di tale ipotesi, è stato progettato un apparato sperimentale volto a confermare (o rigettare) l'esistenza del bosone X17, ed eventualmente a misurarne le proprietà. Utilizzando il fascio di neutroni della facility n\_TOF del CERN, tale apparato studierà le reazioni coniugate a quelle utilizzate per popolare gli stati eccitati dei nuclei analizzati ad ATOMKY. L'apparato sarà costituito da un tracciatore e da un calorimetro segmentato, formato da rivelatori a scintillazione.

In questa tesi sono state analizzate alcune misure preliminari su diverse configurazioni degli scintillatori che andranno a comporre il calorimetro segmentato, con l'obiettivo di trovare la configurazione dell'apparato sperimentale più consona alla futura campagna di misura presso n\_TOF per la verifica dell'esistenza dell'ipotetico bosone X17.

Per quanto l'analisi condotta sia di tipo qualitativo, risulta evidente dallo studio degli istogrammi bidimensionali che riportano la correlazione tra ampiezza del segnale e tempo di volo del neutrone che lo genera quale sia il sistema costituito da PMT e scintillatore più adatto alla misura. Una delle configurazioni studiate produce una risposta migliore rispetto alle altre configurazioni.

Questa scelta è corroborata dall'analisi dei grafici che mettono in mostra l'andamento temporale dell'ampiezza, in cui è facilmente osservabile la presenza di segnali sufficientemente elevati (dell'ordine di  $10^2-10^3$  mV) a tempi di volo bassi, e dunque ad alte energie, proprio nella regione d'interesse per la campagna sperimentale di misure su X17, e più precisamente tra  $\sim 1.6$  MeV e  $\sim 100$  KeV, con segnali ad energie superiori, fino a 25 MeV.

Al contrario, altre configurazioni hanno messo in mostra la loro inadeguatezza per misure nell'intervallo d'interesse (tra  $\sim 1.6$  MeV e  $\sim 100$  KeV). Alcuni di questi risultati sono confermati studiando i grafici dell'andamento temporale della tensione, osservando l'ampiezza dei segnali: nell'intervallo considerato si riscontrano segnali talmente poco intensi da essere assimilabili al rumore elettronico.

In conclusione, in questa tesi sono stati utilizzati due metodi per l'individuazione del sistema di scintillatori da utilizzare in un futuro esperimento da condurre a n\_TOF per verificare l'esistenza del bosone X17.

# Bibliografia

- [1] M.E. Rose, "*Internal Pair Formation*", physical review volume 76, number 5, 1949
- [2] F.W.N. de Boer et al., "*A deviation in internal pair conversion*", Physics Letters B 388 (1996) 235-240
- [3] A.J. Krasznahorkay et al., "*Observation of Anomalous Internal Pair Creation in  $^8\text{Be}$ : A Possible Indication of a Light, Neutral Boson*", PRL 116, 042501 (2016)
- [4] A.J. Krasznahorkay et al., "*New anomaly observed in  $^4\text{He}$  supports the existence of the hypothetical X17 particle*", Physical Review C 104, 044003 (2021)
- [5] A. J. Krasznahorkay et al., "*New anomaly observed in  $^{12}\text{C}$  supports the existence and the vector character of the hypothetical X17 boson*", Phys. Rev. C 106, L061601 (2022)
- [6] J.L. Feng et al., "*Protophobic Fifth Force Interpretation of the Observed Anomaly in  $^8\text{Be}$  Nuclear Transitions*", UCI-TR-2016-09
- [7] Muon g-2 Collaboration, "*Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm*", physical review letter 126, 141801 (2021)
- [8] "*Performance of the neutron time-of-flight facility nTOF at CERN*", Eur. Phys. J. A (2013) 49: 27
- [9] "*Characterization of the nTOF EAR-2 neutron beam*", EPJ Web of Conferences 146, 03020 (2017) ND2016
- [10] "*X17 boson through neutron-induced reactions: feasibility test at EAR2*", Letter of Intent to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee (2021)
- [11] "*X17 search project with EAR2 neutron beam*", EPJ Web of Conferences 279, 13007 (2023) NPA-X 2022

- 
- [12] Benjamin Koch, "*X17: A new force, or evidence for a hard  $\gamma-\gamma$  process?*", Nuclear Physics A 1008 (2021) 122143
- [13] William R. Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*", 1994
- [14] Kenneth S. Krane, "*Introductory Nuclear Physics*", 1988