

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Tecniche di analisi digitale dei segnali prodotti da rivelatori per neutroni

Relatore:
Prof. Mauro Bruno

Presentata da:
Catalin Frosin

Correlatori:
Dott.ssa Fabiana Gramegna
Dott. Tommaso Marchi

Sessione III
Anno Accademico 2012/2013

Introduzione

La disintegrazione dei nuclei atomici implica l'emissione di vari tipi di radiazioni e particelle tra cui neutroni e raggi gamma. Per la loro rivelazione, in particolare per quanto riguarda i neutroni, si utilizzano spesso degli scintillatori organici con risposte temporali veloci e che permettono di identificare il tipo di radiazione incidente dalla forma del segnale. Il processo di scintillazione, stimolato dalla perdita di energia da parte della radiazione incidente, consiste nell'eccitazione e nella successiva diseccitazione delle molecole organiche che costituiscono il rivelatore. La luce prodotta viene successivamente raccolta e convertita in impulsi elettrici che vengono poi acquisiti ed analizzati.

Siccome l'emissione di neutroni è sempre accompagnata da un fondo di raggi gamma è necessario implementare delle tecniche per l'identificazione delle particelle incidenti. I rivelatori basati su scintillatori organici si prestano bene a questo scopo e vengono spesso impiegati nella spettrometria neutronica ad energie superiori di 0.5 MeV. Altri campi di applicazione sono la medicina, l'industria e la radioprotezione. La rivelazione dei neutroni è molto importante anche nello studio delle reazioni nucleari di bassa energia e nello studio della materia nucleare lontano dalla valle di stabilità.

Il presente lavoro di tesi, la cui parte sperimentale è stata svolta presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (INFN), è incentrato sullo studio di tre particolari algoritmi digitali per la discriminazione neutroni/raggi gamma (n/γ). Nel capitolo 1 presentiamo i principali meccanismi di interazione dei neutroni con la materia insieme ad una descrizione dei rivelatori più comunemente utilizzati. In particolare verrà illustrato l'uso degli scintillatori liquidi organici che presentano buone caratteristiche di discriminazione n/γ . Nel capitolo 2, dopo una breve introduzione sulle tecniche di trattamento analogico e digitale dei segnali, illustreremo in dettaglio alcuni algoritmi per ottenere tale discriminazione. Successivamente, nel capitolo 3, mostreremo una particolare applicazione di uno di questi metodi per la misura della sezione d'urto di produzione del ^8B tramite la reazione ($^6\text{Li}(^3\text{He},n)^8\text{B}$). L'ultima parte è dedicata all'implementazione degli algoritmi digitali ed al loro utilizzo per analizzare i dati di uno scintillatore liquido BC501 in ambiente misto. Dai risultati ottenuti si cercherà di determinare quale tecnica può essere utilizzata in maniera più efficace e con quali vantaggi. Le considerazioni finali su questo lavoro di tesi vengono presentate nelle capitolo conclusivo.

Indice

Introduzione	2
1 La rivelazione dei neutroni	6
1.1 Interazione dei neutroni con la materia	6
1.1.1 Urti elastici	7
1.1.2 Urti anelastici	8
1.1.3 Reazioni di trasmutazione	8
1.1.4 Cattura radiativa	9
1.1.5 Fissione nucleare	9
1.2 Rivelatori per neutroni	9
1.2.1 Rivelatori per neutroni lenti	11
1.2.2 Rivelatori per neutroni veloci	11
1.3 Scintillatori organici per la rivelazione dei neutroni	14
1.3.1 Scintillatori liquidi per neutroni	18
1.3.2 Scintillatori siliconici per neutroni	20
1.4 La tecnica del tempo di volo	22
1.5 Discriminazione n/γ dalla forma del segnale	23
2 Algoritmi per la discriminazione n/γ	26
2.1 Elettronica analogica e digitale	26
2.2 Algoritmi digitali per la discriminazione dalla forma del segnale	29
2.2.1 Charge Comparison	29
2.2.2 Zero Crossing	31
2.2.3 Pulse Gradient Analysis	32
3 La reazione ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},n){}^8\text{B}$	34
3.1 Apparato sperimentale	34
3.2 Analisi Dati	38
4 Studio e ottimizzazione degli algoritmi per la discriminazione n/γ	42
4.1 Apparato sperimentale	42

4.2	Analisi Dati Preliminare	44
4.3	Forme medie	48
4.4	Analisi dati	49
4.4.1	Charge Comparison	49
4.4.2	Zero Crossing	51
4.4.3	Pulse Gradient Analysis	53
4.4.4	Risultati	55
Conclusioni		59
Bibliografia		61

Capitolo 1

La rivelazione dei neutroni

Iniziamo descrivendo i meccanismi di interazione dei neutroni con la materia, in base a questi presentiamo le principali modalità di rivelazione e una descrizione dei rivelatori più comunemente utilizzati. Vediamo in dettaglio il fenomeno della luminescenza che avviene negli scintillatori organici e come questo sia fondamentale per essere impiegato nella discriminazione dei segnali. Illustriamo inoltre i principali scintillatori commerciali usati nella spettroscopia neutronica ed anche lo sviluppo di nuovi scintillatori silicici nell'ambito del progetto *ORIONE* dell'INFN. Introduciamo infine la tecnica del tempo di volo e discutiamo i fondamenti della discriminazione della radiazione incidente in base alla forma del segnale acquisito.

1.1 Interazione dei neutroni con la materia

Il neutrone è una particella massiva ($m_n = 939,573 \text{ MeV}/c^2$), molto importante nello studio delle reazioni nucleari. Si tratta della controparte neutra del protone tra i costituenti dei nuclei atomici. Questa particella non ha carica elettrica per cui può penetrare indisturbato la barriera coulombiana nucleare ed interagire direttamente con un nucleo bersaglio. Questa caratteristica fa di esso una sonda potente per studiare la struttura molecolare, atomica e nucleare della materia. La rivelazione di questo tipo di particella presenta non poche difficoltà sperimentali in quanto, essendo indifferente alla forza elettromagnetica, non interagisce con gli elettroni atomici dei materiali, principio su cui si basa il funzionamento di molti rivelatori. Questo richiede di individuare dei meccanismi specifici per rivelare questo tipo di radiazione. Il neutrone, infatti, subisce solo la forza nucleare forte per cui può rilasciare energia solo per collisioni di tipo nucleare all'interno di un mezzo assorbente. Data la natura a corto raggio di questo tipo di interazione e viste le dimensioni caratteristiche nucleari, la probabilità di interazione del neutrone con un materiale è bassa per cui questo tipo di radiazione risulta molto penetrante. La vita media di un neutrone libero, essendo instabile per decadimento β , è di circa 11 min.

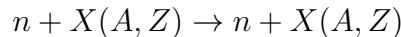
I neutroni sono prodotti attraverso reazioni nucleari e non potendo essere accelerati, si possono solo decelerare fino a raggiungere l'energia voluta per mezzo di collisioni con atomi di materiali opportuni. Questo processo di rallentamento è detto moderazione dei neutroni, in questo modo si ottengono neutroni che hanno le energie volute. Per applicazioni industriali e ricerca sono tre le sorgenti primarie di neutroni: radioisotopi (^{252}Cf , Am-Be), reazioni nucleari usando acceleratori (ad esempio tramite la reazione $^7\text{Li}(n,p)^7\text{Be}$) e reattori nucleari. I neutroni, in base alla loro energia si possono classificare come:

- Termici $E \approx 25 \text{ meV}$
- Epitermici $E \approx 1 \text{ eV}$
- Lenti $1 \text{ eV} < E < 100 \text{ keV}$
- Veloci $E > 100 \text{ keV}$

Dal punto di vista dell'interazione con i materiali, i più energetici danno luogo a diffusione elastica con i nuclei del materiale oppure diffusione anelastica con conseguente emissione di raggi gamma di diseccitazione. Quelli lenti, invece, possono essere catturati dai nuclei e provocare l'emissione di raggi gamma o altre particelle cariche. Al contrario della radiazione elettromagnetica, la maggior parte dei processi di assorbimento neutronici comporta l'emissione di particelle cariche massive ed è su questo tipo di conversione che si basano molti rivelatori. Le particelle prodotte possono arrivare da reazioni indotte dal neutrone, oppure possono essere nuclei del materiale assorbitore che rinculano in seguito all'interazione. Descriviamo ora alcuni di questi processi.

1.1.1 Urti elastici

Si consideri una collisione elastica tra un neutrone di energia "E" e velocità "v" con un nucleo bersaglio di massa $A = N + Z$ inizialmente a riposo (in regime non relativistico)



L'applicazione delle leggi di conservazione dell'energia e della quantità di moto permette di calcolare la relazione tra l'energia finale del neutrone E_f e la sua energia iniziale E_i prima dell'urto [1]:

$$\frac{E_f}{E_i} = \frac{(A^2 + 1 + 2A\cos\theta)}{(A + 1)^2} \quad (1.1)$$

dove θ è l'angolo di diffusione nel sistema del centro di massa, mentre E_f ed E_i sono misurati nel sistema del laboratorio. Se non c'è diffusione $\theta = 0$ ed $E_f/E_i = 1$.

La massima perdita di energia si ha per una collisione frontale ($\theta = 180^\circ$):

$$\frac{E_f}{E_i} = \left[\frac{(A-1)}{(A+1)} \right]^2 \quad (1.2)$$

Nel caso $A = 1$ (es. idrogeno) il trasferimento di energia è massimo ($E_f=0$) .

1.1.2 Urti anelastici

A differenza dell'urto elastico, in questo caso, il nucleo bersaglio viene lasciato in uno stato eccitato. La reazione è rappresentata simbolicamente da $A(n,n)A^*$, ovvero:

$$n + X(A, Z) \rightarrow n + [X(A, Z)]^*$$

Il neutrone incidente viene assorbito dal nucleo bersaglio e si ha la formazione di un nucleo composto instabile. Il seguente decadimento comporta l'emissione veloce di un neutrone (a più bassa energia) e vari decadimenti γ affinché il nucleo torni allo stato fondamentale.

1.1.3 Reazioni di trasmutazione

In questo tipo di reazioni il nucleo assorbitore cambia in carica e massa. A qualsiasi energia i neutroni possono provocare la trasmutazione, per esempio il ^{10}B che assorbe un neutrone, può scomporsi in ^7Li ed una particella α :

$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha \quad \text{con } Q = 2,792 \text{ MeV} (6\%)$$

$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha \quad \text{con } Q = 2,310 \text{ MeV} (94\%)$$

Con neutroni termici incidenti il 94% dei prodotti è nello stato eccitato, mentre solo il 6% delle reazioni popola direttamente lo stato fondamentale del ^7Li . Visto che il Q-valore della reazione è grande rispetto all'energia del neutrone incidente, in questo tipo di processo si perde ogni informazione sull'energia iniziale del neutrone. In aggiunta essendo piccola anche la sua velocità, il momento totale dei prodotti di reazione dovrà essere quasi nullo e quindi le particelle saranno emesse in direzione opposta nel sistema del laboratorio. Oltre alla precedente reazione, che è una delle più usate nella rivelazione dei neutroni lenti, è utile menzionarne anche altre due che possono servire nella progettazione di rivelatori specifici:

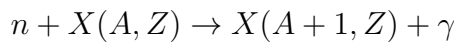
$$n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha \quad \text{con } Q = 4,78 \text{ MeV}$$

$$n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p \quad \text{con } Q = 0,764 \text{ MeV}$$

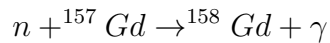
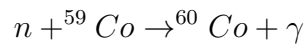
La reazione che coinvolge il ^6Li ha il pregio di avere un alto Q-valore che permette una buona rivelazione dei prodotti finali, mentre la reazione con ^3He presenta la sezione d'urto maggiore tra le tre.

1.1.4 Cattura radiativa

Si tratta di un fenomeno molto importante perché prevale per neutroni di bassa energia oppure per neutroni di alta energia moderati da grossi volumi di materia. Il nucleo bersaglio assorbe il neutrone e si porta in uno stato eccitato. Il ritorno allo stato fondamentale avviene solo per emissione di raggi gamma. In questo caso non c'è variazione di Z (tipo di elemento), ma la composizione isotopica del bersaglio varia perché il neutrone non viene rimesso; Possiamo esprimere questo processo come $A(n,\gamma)A+1$:

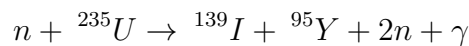


Buoni esempi sono la sintesi del radioisotopo ^{60}Co e del ^{158}Gd :



1.1.5 Fissione nucleare

La fissione nucleare rappresenta una delle reazioni più importanti con il neutrone. In questo processo un neutrone lento viene catturato da un nucleo pesante (come ^{235}U) portandolo in uno stato eccitato. In seguito il nucleo si rompe in coppie di frammenti distribuiti in massa secondo lo spettro mostrato in figura 1.1 . Oltre ai frammenti più pesanti vengono anche prodotti altri neutroni e raggi γ . Ad esempio per il ^{235}U si può avere:



ma si tratta solo del canale più probabile. La fissione è la sorgente di calore nei reattori nucleari: nel cosiddetto “nocciolo” del reattore i neutroni possono produrre reazioni a catena controllate come quella appena mostrata. I neutroni prodotti, opportunamente rallentati, sono liberi di dare luogo a loro volta a nuove reazioni . Di conseguenza viene prodotta una grande quantità di frammenti pesanti e di energia che viene raccolta sotto forma di calore, per essere poi convertita in energia elettrica.

1.2 Rivelatori per neutroni

Come già accenato, i neutroni non producono ionizzazione diretta per cui la loro rivelazione è basata sui prodotti ionizzanti delle reazioni nucleari indotte, come (n,p) , (n,α) , (n,γ) o $(n, \text{fissione})$ oppure dallo scattering elastico nucleare su nuclei leggeri. I rivelatori per neutroni possono essere classificati in due grandi gruppi: quelli per neutroni “lenti” e quelli per neutroni “veloci”. Questa separazione è legata all'andamento della sezione d'urto di cattura dei neutroni in funzione dell'energia incidente della particella,

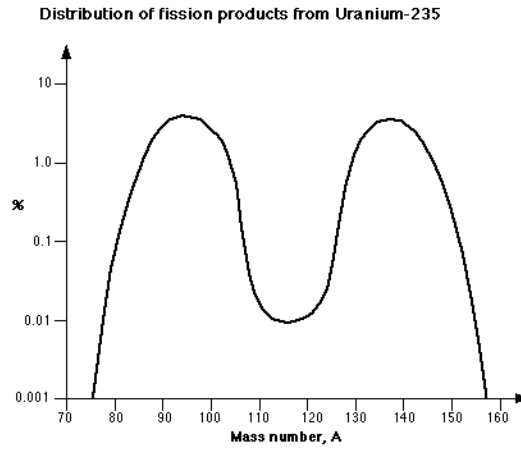


Figura 1.1: Spettro di massa dei frammenti di fissione di ^{235}U .

illustrata in Figura 1.2 per il ^{113}Cd . In questo caso i neutroni “lenti” sono quelli con energie inferiori a circa 0.5 eV, valore determinato dal brusco calo della sezione d’urto di assorbimento dei neutroni del Cadmio punto detto di *cutoff*.

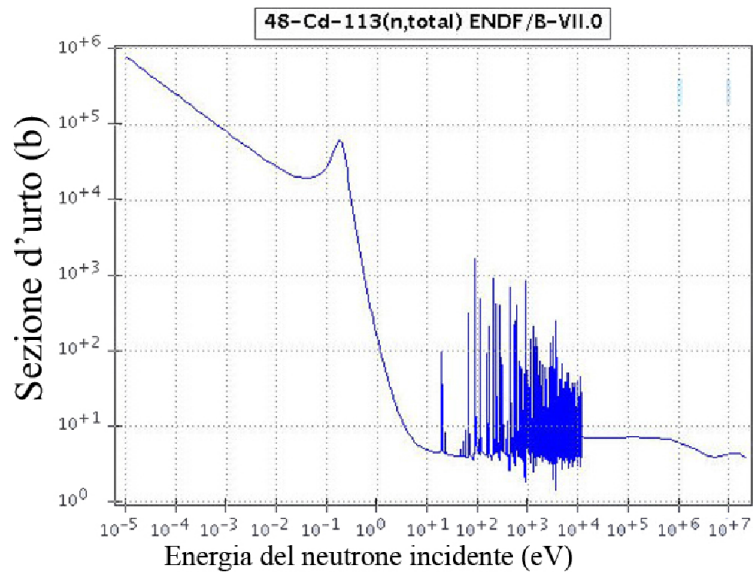


Figura 1.2: Sezione d’urto di cattura del Cadmio.

1.2.1 Rivelatori per neutroni lenti

I processi dominanti a basse energie sono la cattura neutronica e le reazioni di conversione introdotte nel paragrafo 1.1. Uno dei rivelatori più usati è il tubo proporzionale a Trifluoruro di Boro (BF_3). Il BF_3 gassoso serve sia da assorbitore di neutroni che da gas per un contatore proporzionale. In passato sono stati sviluppati anche altri gas a base di Boro ma il BF_3 viene scelto nella maggior parte delle applicazioni per l'ottimo compromesso tra le proprietà di assorbitore (viene spesso arricchito con ^{10}B) e quelle di gas per l'utilizzo in contatori proporzionali. Un'alternativa è rappresentata da contatori proporzionali classici, riempiti con gas standard (ad esempio gas nobili o miscele) le cui pareti siano rivestite di Boro solido. La reazione avviene nella parte solida ed il contatore a gas rivela le particelle emesse. In altri rivelatori viene utilizzato ^3He . In questo caso non è possibile impiegarlo se non in forma gassosa essendo un gas nobile. Esistono anche scintillatori organici drogati con ^{10}B (BC-523A [2]) o contenenti ^6Li che presentano indiscutibili vantaggi rispetto ai contatori proporzionali in termini di tempi di risposta, quindi di efficienza. Sono materiali solidi o liquidi che generalmente mostrano buone caratteristiche di discriminazione tra gli eventi indotti da neutroni e quelli da fotoni di alta energia tramite tecniche di analisi del segnale. Sono stati anche realizzati dei contatori a fissione. In pratica sono delle camere a ionizzazione rivestite nella finestra di entrata con un materiale fissile che libera i frammenti carichi prodotti dall'interazione col neutrone incidente. Si ha una grande quantità di energia liberata per neutrone incidente (fino a 200 MeV), la maggior parte della quale appare come energia cinetica dei frammenti (fino a 160 MeV). Tuttavia un rivelatore di questo tipo è normalmente molto sensibile al fondo ambientale e non consente di sostenere ritmi di conteggio elevati.

1.2.2 Rivelatori per neutroni veloci

Una tecnica diffusa per la rivelazione dei neutroni veloci, che consente di riutilizzare i metodi già esposti in precedenza, consiste nel rallentarli, come in Figura 1.3, facendoli interagire con materiali ricchi di elementi leggeri. In seguito ad uno o più processi d'urto si ottengono neutroni di bassa energia che possono essere rivelati dagli strumenti sopra discussi. Con questa tecnica sono stati realizzati vari tipi di apparati di misura: i dosimetri sferici, i long counters, ecc. per i dettagli costruttivi dei quali si veda [3]. Il denominatore comune è rappresentato dall'utilizzo di strumenti per neutroni lenti come i BF_3 o i contatori proporzionali ad ^3He circondati da volumi più o meno grandi di moderatore. I processi mostrati in precedenza portano inevitabilmente alla perdita di qualsiasi tipo di informazione sull'energia del neutrone incidente. Inoltre si tratta sempre di meccanismi lenti perché le particelle incidenti devono subire molte collisioni prima di essere rivelate e questo non consente misure con elevata efficienza. Con neutroni veloci il problema viene superato basando la rivelazione direttamente sui nuclei di rinculo. Nell'urto elastico (o anelastico) il neutrone incidente cede parte della sua energia cinetica

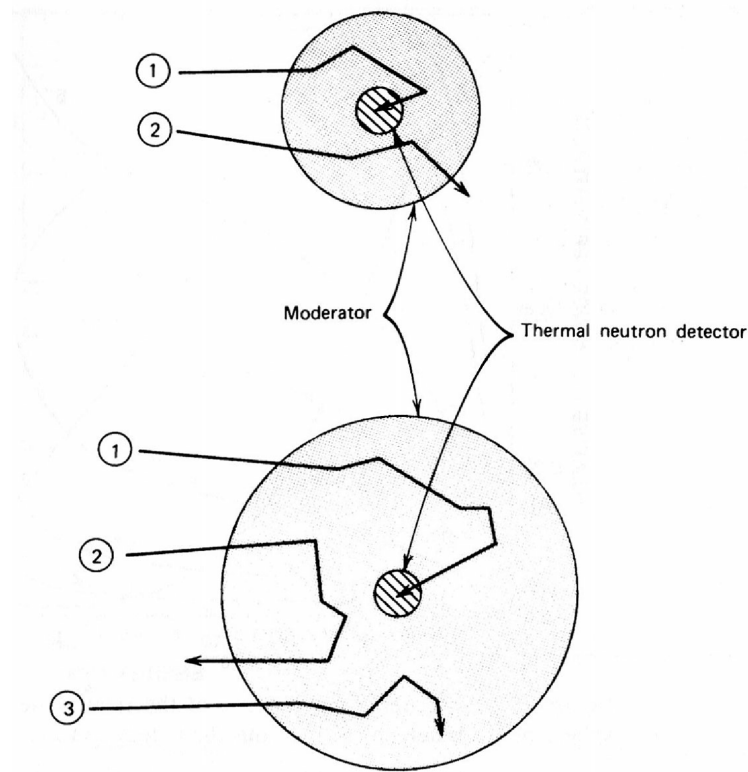


Figura 1.3: Moderazione dei neutroni: 1)neutrone rivelato correttamente 2)e 3)neutrone non rivelato per effetto delle dimensioni del moderatore.

al bersaglio. La frazione massima di energia trasmessa nell'urto dipende dalla massa del proiettile e si è già dimostrato che il massimo si ha per nuclei con massa simile a quella del neutrone (protoni dell'atomo di Idrogeno). Per questo motivo si preferiscono bersagli leggeri (contenenti Idrogeno, Deuterio, Elio) per costruire i cosiddetti rivelatori a rinculo di protoni. Un modo semplice per realizzare questo tipo di rivelatori consiste nell'utilizzare un qualunque scintillatore organico, il quale è ricco di elementi leggeri come H o C. I cristalli organici offrono una generosa resa di luce ed una buona discriminazione neutroni-fotoni, tuttavia sono materiali costosi e delicati sia a livello termico che meccanico. Per questo motivo vengono spesso preferiti i meno costosi scintillatori plastici o liquidi. I plastici hanno il vantaggio di potersi produrre in forme e dimensioni a piacere mentre i liquidi hanno ottime performance di discriminazione neutroni-gamma. Un'alternativa agli scintillatori è rappresentata dai contatori proporzionali a rinculo di protoni (vedi Figura 1.4): il gas utilizzato è sempre ad alto contenuto di idrogeno: H_2 , CH_4 o di altri nuclei leggeri come He. Il protone di rinculo trasporta una frazione dell'energia incidente, in funzione dell'angolo di diffusione, dalla quale si può ricavare l'energia del

neutrone attraverso la seguente formula:

$$E_p = E_n * \cos\theta \quad (1.3)$$

Un modo per ottenere la misura dell'energia consiste nel porsi ad un determinato angolo e misurare l'energia dei protoni emessi in quella direzione rispetto alla traiettoria dei neutroni. L'identificazione del protone è ottenuta tramite un telescopio ΔE - E in cui è richiesta la coincidenza di entrambi i rivelatori che lo costituiscono. La resa di un rivelatore di questo tipo è limitata dalla bassa densità dei gas che non consente di sostenere elevati ritmi di conteggio.

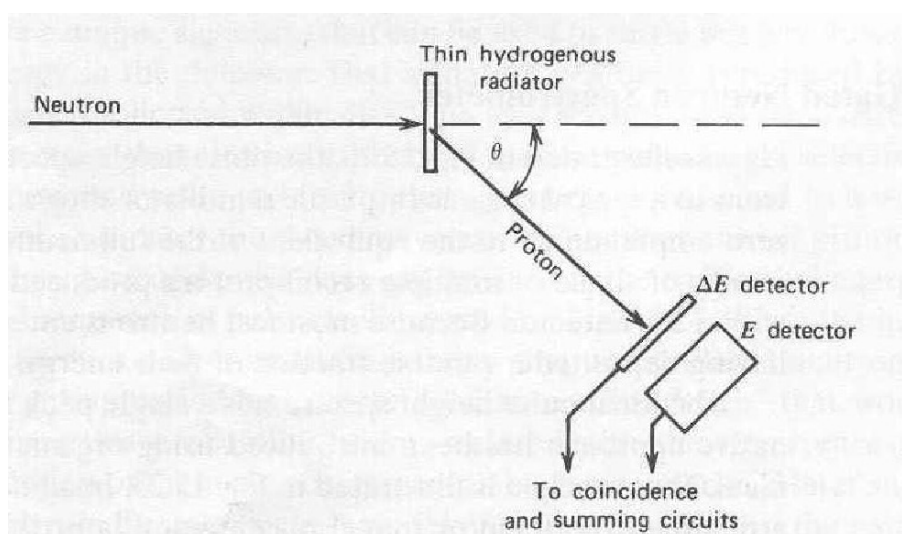


Figura 1.4: Contatore Proporzionale a rinculo di protoni.

1.3 Scintillatori organici per la rivelazione dei neutroni

I rivelatori a scintillazione sono tra gli strumenti più utilizzati nella fisica sperimentale per particelle cariche e soprattutto per neutroni e raggi gamma. Il loro funzionamento si basa sul fenomeno della luminescenza indotta dal passaggio di radiazione in un materiale scintillante che causa la ionizzazione di alcuni atomi o molecole generando così degli stati eccitati a breve vita media. Il ritorno allo stato fondamentale avviene attraverso l'emissione di luce, con lunghezza d'onda caratteristica del materiale utilizzato, che poi viene raccolta da un apposito strumento che la converte in un segnale elettrico (fotorivelatore: fotomoltiplicatore, fotodiodo o altro). Nei materiali organici il fenomeno della luminescenza coinvolge la struttura energetica delle molecole, rendendo indipendente il processo dallo stato fisico del composto. Ad esempio l'Antracene emette luce sia sotto forma di solido policristallino che come gas oppure come soluto in composti a due o più componenti; questo rende possibile la realizzazione di scintillatori organici sia solidi che liquidi o gassosi, a differenza dei materiali inorganici che necessitano di una struttura reticolare ben precisa. Le caratteristiche di emissione luminosa di questi scintillatori si basano sulle proprietà derivanti dalla simmetria dei legami molecolari di tipo “ π ” [4]. I livelli energetici di questo tipo di strutture organiche sono illustrati in Figura 1.5: Si osservano una sequenza di stati di singoletto S_1 ; S_2 ; S_3 (e superiori) con energie E_1 ; E_2 ; E_3 fino ad arrivare all'energia di ionizzazione degli elettroni dell'orbitale (ad energia I). I sottolivelli energetici sono dati dai gradi di libertà vibrazionali atomici e sono distanziati da 1 a 16 meV. Questi vengono spesso denotati con un secondo suffisso, ad esempio S_{00} ; S_{01} per lo stato fondamentale. Si nota anche una sequenza di stati di Tripletto, ognuno dei quali ha un'energia più bassa del corrispondente singoletto. Nonostante la transizione dallo stato fondamentale a quelli di tripletto (T_0 , T_1 , ecc.) sia proibita per conservazione dello spin totale, questi livelli possono essere popolati secondo meccanismi che andiamo a descrivere nei dettagli.

I tempi caratteristici di assorbimento sono molto piccoli (10^{-15} sec) rispetto alla diseccitazione, di conseguenza li possiamo considerare indipendenti. L'assorbimento, indicato dalle frecce che puntano in alto, è indotto dal passaggio di particelle cariche nelle vicinanze. Gli stati di singoletto superiori ad S_{10} che vengono eccitati decadono velocemente ($\approx 10^{-12}$ s) in quest'ultimo attraverso *conversione interna* senza emissione radiativa. Inoltre qualsiasi stato con un eccesso di energia vibrazionale (S_{11} , S_{12}), non essendo in equilibrio con quelli vicini, si diseccita in modo analogo agli stati descritti prima. La conversione interna può aver luogo anche tra gli stati S_1 - S_0 quando un elettrone perde la sua energia in eccesso sotto forma di calore. L'effetto del processo di eccitazione in un cristallo organico si traduce in un aumento, in un arco di tempo molto piccolo, della popolazione dello stato S_{10} . La luce prodotta dalla scintillazione (*fluorescenza*) è emessa nella transizione dallo stato S_1 a qualsiasi degli stati vibrazionali appartenenti ad S_0 . Se

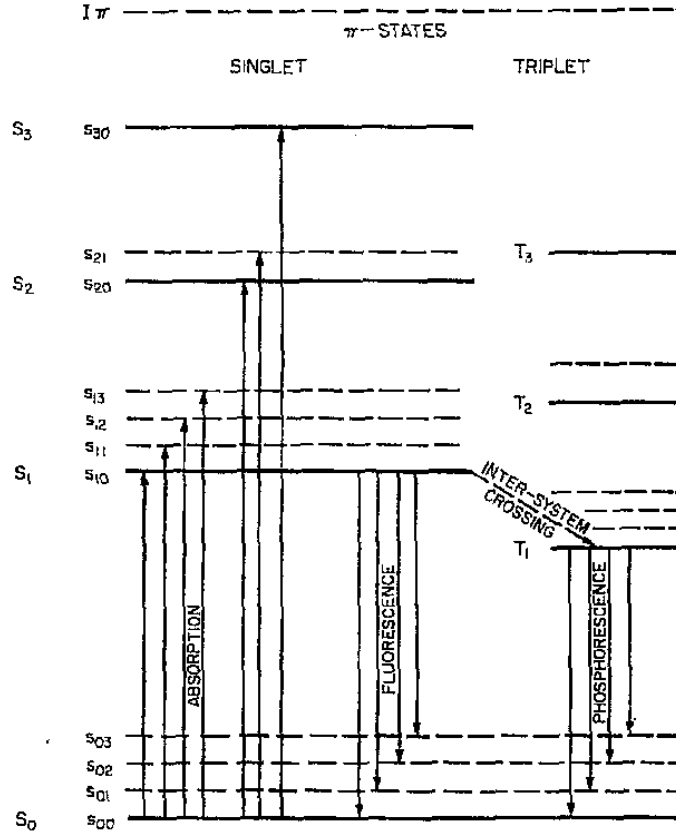


Figura 1.5: Struttura degli elettroni in un legame pigreco.

τ è il tempo di decadimento dell'intensità della luce di fluorescenza, ad un tempo t dopo l'eccitazione, essa è descritta da un andamento esponenziale:

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1.4)$$

Nella maggior parte degli scintillatori organici, τ è del ordine di 10^{-9} s e quindi possiamo dire che questi possiedono una risposta in luce "pronta" relativamente veloce. Un altro possibile meccanismo di diseccitazione riguarda la transizione energetica tra stati a molteplicità differenti (tra stati S_{XX} e stati T_{XX}), questo processo viene detto "*inter-system crossing*", ovvero attraversamento trasversale del sistema energetico. Si tratta di una transizione non radiativa tra due livelli vibrazionali isoenergetici che appartengono a stati con differenti molteplicità di spin. Per esempio una molecola eccitata nel livello 0 dello stato S_1 si può trasferire nel livello isoenergetico n-esimo dello stato di tripletto T_n e successivamente può avere luogo il caratteristico rilassamento vibrazionale che porta nello stato T_{10} . Da qui possono avere luogo i processi di diseccitazione tipici di questo livello. La vita media dello stato T_1 è notevolmente maggiore di quella dello stato S_1 (in

genere dell'ordine di 10^{-4} sec), di conseguenza la radiazione emessa nella transizione T_1-S_0 è una emissione ritardata che prende il nome di *fosforescenza*. Un elettrone " π " nello stato T_1 può guadagnare abbastanza energia da ritornare allo stato S_1 . La transizione può essere di natura termica o dovuta all'interazione tra due elettroni nello stato T_1 . Il decadimento successivo dallo stato S_1 dell'elettrone è accompagnata dall'emissione di luce conosciuta con il nome di *fluorescenza ritardata*. Essa presenta le stesse caratteristiche di quella descritta precedentemente con l'eccezione che non sempre presenta un decadimento dell'intensità di tipo esponenziale. La proporzione relativa di fluorescenza ritardata in un impulso inoltre è direttamente collegata al tipo di particella incidente. La Figura 1.6 mostra in sintesi i principali processi che sono responsabili della emissione di luce negli scintillatori organici. La Figura 1.5 può essere anche usata anche per spie-

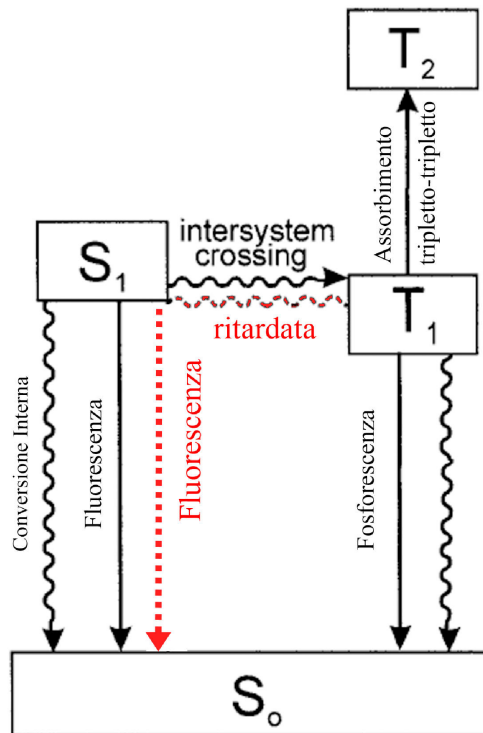


Figura 1.6: Riassunto dei meccanismi che generano luminescenza negli scintillatori organici.

gare la trasparenza degli scintillatori organici alla loro propria luce di fluorescenza. La lunghezza delle frecce che rappresentano l'emissione, cioè l'energia della transizione, è in media minore di quelle che rappresentano l'assorbimento. In pratica l'energia emessa non raggiunge il minimo richiesto per eccitare nuovamente un elettrone, cioè questi scintillatori presentano un basso auto-assorbimento. Questo fenomeno è conosciuto anche

come *Stokes Shift* (vedi Figura 1.7). L'efficienza luminosa di uno scintillatore è definita

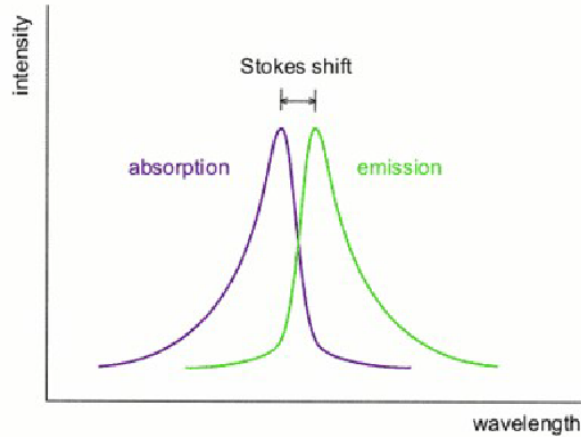


Figura 1.7: Illustrazione schematica del processo di "Stokes Shift" che permette l'auto-trasparenza negli scintillatori organici.

come la frazione dell'energia delle particelle incidenti che viene convertita in luce visibile. Generalmente si desidera che questa quantità sia la più grande possibile, purtroppo però esistono processi di diseccitazione alternativi che non coinvolgono l'emissione di luce e l'energia viene dissipata sotto forma di calore (*quenching*). Quindi è importante, nella fabbricazione e nel successivo uso, eliminare il più possibile le impurità (es. ossigeno dissolto negli scintillatori liquidi) che favoriscono il quenching. A volte però è utile avere degli scintillatori composti da due specie chimiche (binari), usando una di queste per migliorare la resa di luce aggiungendo un elemento che presenta una efficiente conversione in luce dell'energia trasferita al materiale. Infine si può aggiungere anche un terzo elemento che funge da "*wavelength shifter*". La sua funzione è quella di rimettere la luce primaria di scintillazione ad una lunghezza d'onda diversa consentendo così un efficace accoppiamento con un fotorivelatore. Esistono diversi tipi di scintillatori organici; La maggior parte si può trovare sotto queste forme:

- Cristalli Organici Puri:

Solo due materiali sono largamente usati come cristalli di scintillazione. L'antracene ($C_{14}H_{10}$) è il primo materiale che è stato usato ed ha il pregio di avere l'efficienza in scintillazione migliore (la maggior resa in luce per unità di energia). Lo stilbene ($C_{14}H_{12}$) ha un'efficienza minore ma è preferito nelle situazioni in cui è richiesta la discriminazione tra particelle. Entrambi sono relativamente fragili e difficili da produrre in grandi dimensioni.

- **Scintillatori Plastici:**

Se uno scintillatore organico è sciolto in un solvente che successivamente può essere polimerizzato, otteniamo un composto equivalente ad un scintillatore solido. Un esempio comune è costituito da un composto di monomeri di stirene che in seguito viene polimerizzato a formare un solido plastico. Questi scintillatori sono facilmente manipolabili e possono essere sintetizzati in varie forme (cilindri, barre etc.). Inoltre quando sono richiesti grandi volumi sono più facili da costruire ed il loro costo è contenuto.

- **Soluzioni Liquide:**

Una categoria di scintillatori molto usata è quella delle soluzioni liquide dove un scintillatore organico viene sciolto in un solvente appropriato. Principalmente, come menzionato, questi sono di tipo binario oppure a tre elementi nel caso sia presente anche un wavelength shifter. Siccome non hanno una struttura solida essi presentano una resistenza maggiore ad una intensa esposizione alle radiazioni rispetto ai cristalli o ai plastici. Gli scintillatori liquidi sono molto diffusi in quanto caratterizzati da un veloce tempo di risposta che permette il loro utilizzo anche in casi di alta frequenza di conteggi. Presentano inoltre una buona risposta sia a bassa sia ad alta temperatura e un costo relativamente basso ma anche lo svantaggio di una minore maneggevolezza rispetto ai plastici a causa della loro alta tossicità.

1.3.1 Scintillatori liquidi per neutroni

Nel seguito di questo lavoro analizzeremo in dettaglio la possibilità di discriminare il tipo di particella incidente (neutroni o raggi gamma) studiando le caratteristiche temporali dell'emissione luminosa (si vedano il paragrafo 1.5 ed i prossimi capitoli). Un esempio di scintillatore commerciale comunemente utilizzato per la spettroscopia neutronica e di interesse per questo lavoro è il BC501 [5]. Le sue principali caratteristiche sono riportate in tabella 1.1. Dallo spettro di emissione mostrato in figura 1.8, invece, è possibile determinare la risposta luminosa che deve avere il fotorivelatore da accoppiare allo scintillatore per ottenere un'efficiente conversione in corrente elettrica della luce emessa. In Figura 1.9 sono illustrati due segnali caratteristici, derivanti da eventi di tipo gamma o neutrone, prodotti da uno scintillatore BC501. Un'alternativa commerciale al BC501 è data dall'EJ-301 [6]. Le caratteristiche sono analoghe e la figura 1.10 mostra la risposta in luce che generalmente possiedono questi tipi di scintillatori.

Resa di luce (%Antracene)	80
Lunghezza d'onda(nm)	425
Tempo di decadimento componente veloce(ns)	3,3
Densità(g/cm ³)	0,9
No. di atomi di H per cm ³ ($\times 10^{22}$)	5,25
No. di atomi di C per cm ³ ($\times 10^{22}$)	4,08
No. di elettroni per cm ³ ($\times 10^{23}$)	2,97

Tabella 1.1: Caratteristiche dello scintillatore liquido commerciale BC501.

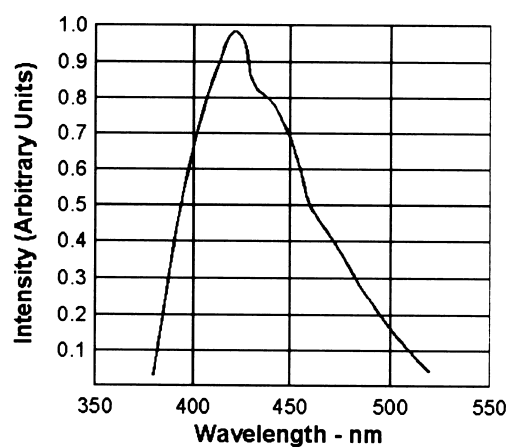


Figura 1.8: Spettro di emissione caratteristico del BC501.

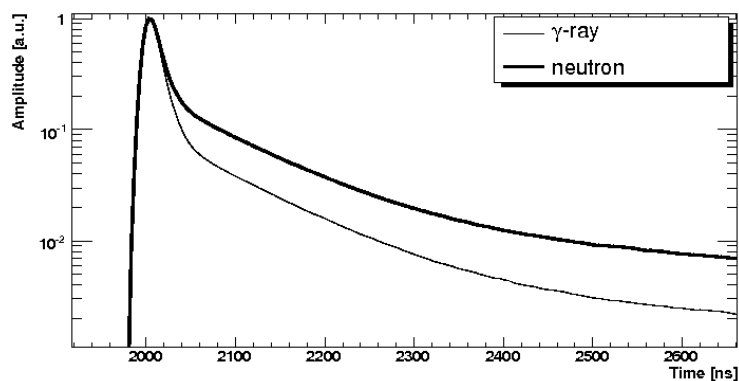


Figura 1.9: Segnale in uscita da uno scintillatore BC501 in funzione della radiazione incidente.

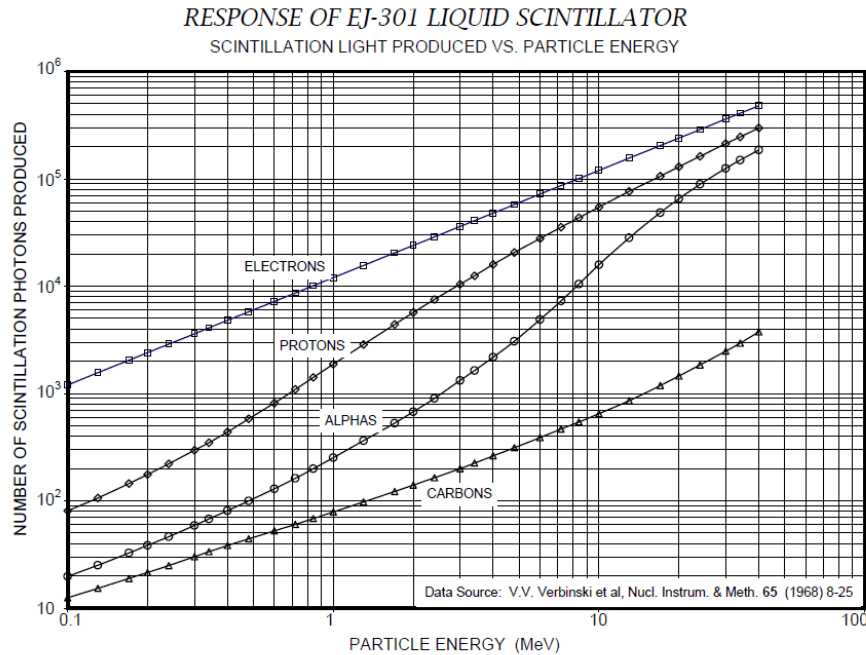


Figura 1.10: La luce prodotta in funzione dell'energia della particella incidente per il EJ-301.

1.3.2 Scintillatori silconici per neutroni

In genere gli scintillatori plastici presentano segnali molto veloci (costanti di decadimento di 2-3 ns) e questo li rende particolarmente adatti a misure temporali o in ambienti con elevati flussi di particelle. Le materie plastiche che formano la matrice (poliviniltoluene) di questi scintillatori non sono quasi mai dei buoni emettitori di luce in intervalli di lunghezze d'onda adeguati alla fotorivelazione, ma sono indispensabili per fornire al materiale la struttura polimerica e la capacità di assorbire la radiazione, per favorirne la scintillazione devono essere combinati con opportuni fluorofori. Esempi commerciali di scintillatori plastici sono la serie BC-400 della St. Gobain [2] o il ben noto NE102. All'interno del progetto Orione (*ORganic scIntillatros fOr NEutrons*) dell'INFN si è cercato, negli ultimi 5 anni, di sviluppare nuovi scintillatori silconici che potessero avere delle prestazioni simili o migliori di quelli commerciali sopra descritti. Il progetto consiste nella realizzazione di scintillatori organici costituiti da gomme silconiche bi-componenti, drogate con fluorofori e con composti organici contenenti Gadolinio o Boro per la rivelazione di neutroni lenti. La matrice degli scintillatori silconici è sintetizzata partendo da una base di dimetildifenilpolisilossano. Sono stati scelti i materiali polisilossanici perchè, rispetto alle plastiche impiegate negli scintillatori commerciali, presentano una maggiore stabilità termica ($-100^{\circ}\text{C}+250^{\circ}\text{C}$), una più elevata resistenza alla radiazione e una mag-

giore facilità di preparazione grazie all'impiego di resine bicomponenti che permettono la realizzazione di dimensioni e forma diverse con costi contenuti. La scintillazione della resina base è resa possibile grazie alla struttura energetica dell'anello benzenico dei gruppi fenile presenti all'interno della matrice. La sua emissione di luce tuttavia, oltre ad essere piuttosto debole, risulta essere non auto-trasparente su distanze significative ai fini della rivelazione. Quindi il polimero base che forma la matrice di questi scintillatori, pur essendo indispensabile per fornire la struttura polimerica che li rende resistenti alla radiazione, non è in realtà un buon emettitore di luce nella regione di lunghezza d'onda visibile. L'aggiunta di circa 1% in peso (che può andare da 0.3% fino al 4%) di un composto aromatico, chiamato fluoroforo secondario, permette un processo di trasferimento di energia chiamato *Förster Resonance Energy Transfer* [7]. Il materiale con l'aggiunta del fluoroforo secondario risulta quindi caratterizzato da una luminescenza molto più marcata sebbene la distanza di attenuazione sia ancora limitata. Per incrementarla si rende necessario l'uso di un ulteriore fluoroforo, il wavelength shifter, aggiunto con una percentuale di circa 0.01% in peso (che può variare da 0.001% a 0.1%). In figura 1.11 vengono riportati gli spettri di assorbimento ed emissione del PPO (assorbe a circa 300 nm con emissione a 380 nm) e del BBOT, entrambi fluorofori secondari utilizzati nell'ambito del progetto ORIONE [8]. Questi nuovi materiali sono ancora oggi in fase di sviluppo presso il Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN dove si sta studiando anche la possibilità di utilizzare resine polisilossaniche liquide. Queste hanno il vantaggio di non essere tossiche e meno infiammabili dei composti organici commerciali come il BC501.

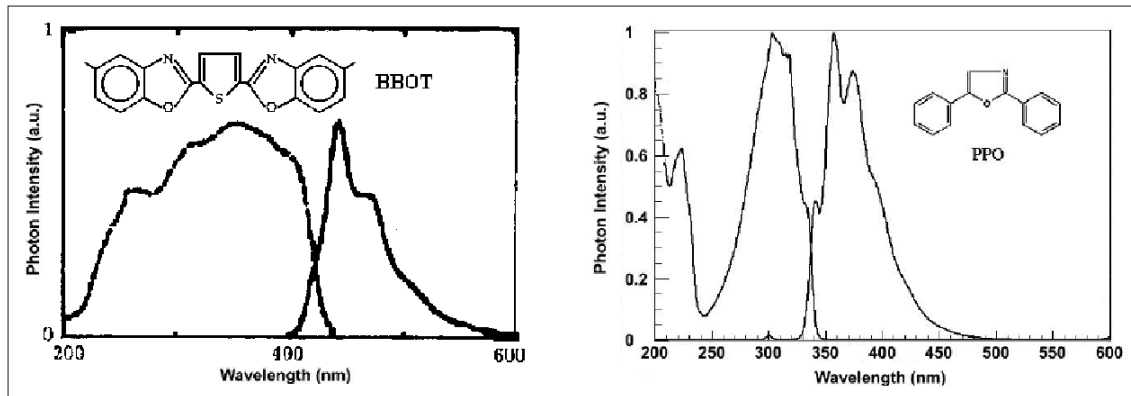


Figura 1.11: Spettri di Assorbimento ed Emissione degli scintillatori drogati con: BBOT(sinistra) e PPO(destra)

1.4 La tecnica del tempo di volo

Da quanto detto fino ad ora si evince che l'energia cinetica del neutrone incidente su un rivelatore non può essere univocamente determinata dalla misura diretta dell'energia rilasciata nel rivelatore stesso. Per questo motivo, allo scopo di determinare con precisione l'energia della radiazione incidente, si utilizza spesso la tecnica del tempo di volo (*time of flight*, ToF) che consiste nel misurare il tempo impiegato dalle particelle per percorrere una distanza nota. I raggi gamma viaggiano alla velocità della luce ($c \approx 2.99 \cdot 10^8$ m/s), mentre i neutroni hanno velocità inferiori in funzione della loro energia cinetica. La misura viene effettuata determinando l'intervallo di tempo trascorso tra l'istante di produzione dei neutroni e dei raggi gamma (start) e il loro arrivo sul rivelatore (stop). Lo stop è, nella maggior parte dei casi, il segnale del rivelatore, mentre per realizzare lo start ci si basa su informazioni legate al momento in cui è avvenuta la reazione. Se si lavora con un fascio pulso il segnale di start è dato semplicemente dal segnale temporale di arrivo del fascio, viceversa nel caso di sorgenti di neutroni in cui vengono emessi raggi gamma e neutroni in coincidenza (ad esempio il ^{252}Cf) si usano rivelatori per raggi gamma veloci ed efficienti che permettano di misurare i fotoni emessi in coincidenza con i neutroni e determinare così un tempo di volo relativo. Nota la distanza L percorsa e misurato il tempo di volo t , l'energia del neutrone si ricava, nel caso non relativistico, tramite la semplice relazione:

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m \left(\frac{L}{t} \right)^2 \quad (1.5)$$

Quindi, in uno spettro di tempo di volo, i raggi gamma danno luogo ad un picco mentre i neutroni presentano una distribuzione che dipende dalla loro distribuzione in energia. La risoluzione energetica è data dall'espressione:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{2 \left[\left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \right]} \quad (1.6)$$

quindi è legata alla precisione della definizione dello start e alla lunghezza della base di volo, in quanto minore è quest'ultima e più grande è l'incertezza su L .

La misura del tempo di volo può essere usata in concomitanza con tecniche di discriminazione in forma (*Pulse Shape Discrimination*, PSD) che consentano di determinare in maniera indipendente il tipo di radiazione incidente, in modo tale da garantire una migliore pulizia dei dati dal fondo casuale incorrelato temporalmente. Queste tecniche verranno introdotte nel prossimo paragrafo e descritte in dettaglio nel prossimo capitolo

1.5 Discriminazione n/γ dalla forma del segnale

La rivelazione dei neutroni è inevitabilmente accompagnata dalla rivelazione di una notevole quantità di raggi gamma, che possono provenire direttamente dai processi di produzione di neutroni, dalle interazioni successive con il materiale circostante oppure dal fondo ambientale. Per selezionare solo la componente neutronica della radiazione rivelata, eliminando dai dati il fondo, si rende necessario utilizzare tecniche che permettano di discriminare, evento per evento, i segnali acquisiti. Nella maggior parte degli scintillatori organici la componente di fluorescenza rappresenta la frazione maggiore dell'uscita di luce totale; tuttavia si osserva spesso anche la crescita di una componente più lenta corrispondente all'emissione da fluorescenza ritardata. La curva risultante può essere descritta dalla somma di due esponenziali chiamate componenti lenta e veloce della luce di scintillazione:

$$N(t) = A * e^{-t/\tau_{fast}} + B * e^{-t/\tau_{slow}} \quad (1.7)$$

con τ_{fast} e τ_{slow} costanti di decadimento per la componente veloce e lenta del segnale. Il rapporto tra le due costanti è quasi sempre elevato: si parla di pochi nanosecondi per la prima contro diverse centinaia della seconda. Siccome la maggior parte della è descritta dalla componente veloce, la parte lenta del segnale sarebbe trascurabile se non fosse per una fondamentale proprietà: la frazione di luce che costituisce la componente lenta del segnale è fortemente legata alla natura della particella incidente.

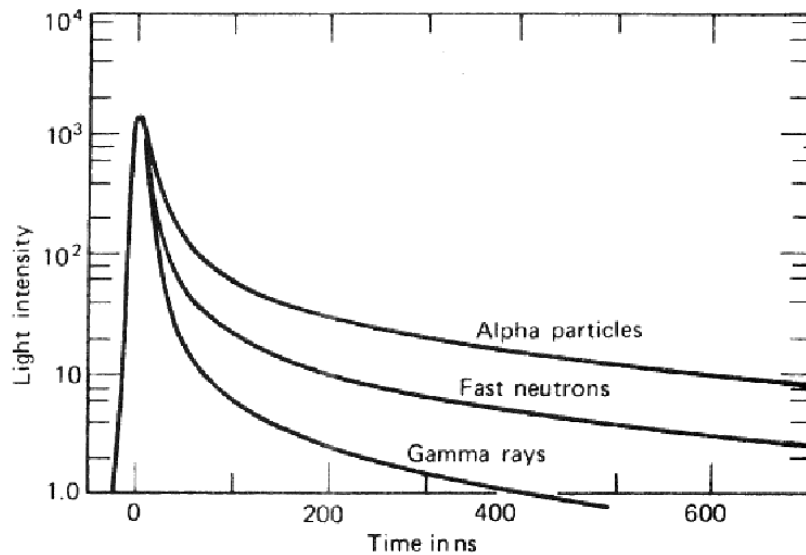


Figura 1.12: Differenze nelle forme dei segnali indotti da particelle alfa, neutroni o raggi gamma.

La fluorescenza ritardata è proporzionale al numero di stati di tripletto, descritti nel paragrafo 1.3. Lungo la traccia della particella, la densità di stati di tripletto cambia in base all'energia depositata dalla particella incidente, cioè dipende dal tasso di perdita di energia dE/dx . In questo modo la frazione di componente lenta del segnale è influenzata dal tipo di radiazione incidente. Questo consente l'applicazione di tecniche di analisi dei segnali per favorire la discriminazione.

Alcuni scintillatori organici, tra cui i cristalli contenenti stilbene, sono molto adatti a questo tipo di misura perché le componenti lenta e veloce di emissione presentano delle differenze in funzione del tipo di particella incidente. La Figura 1.12 mostra le differenze osservate nello stilbene nei segnali per particelle alfa, neutroni e fotoni a parità di energia incidente.

Capitolo 2

Algoritmi per la discriminazione n/γ

Nel capitolo precedente sono stati descritti i metodi di rivelazione dei neutroni, in particolare attraverso l'utilizzo di scintillatori organici. Abbiamo visto come questi presentino caratteristiche di emissione luminosa differenti a seconda del tipo di radiazione incidente. Tali caratteristiche, convolute con la risposta del fotorivelatore, si manifestano in segnali di corrente con costanti di decadimento temporali diverse. Vediamo ora quali possono essere alcuni algoritmi utilizzabili per distinguere i neutroni dalla radiazione gamma. Presentiamo tre metodologie, due delle quali largamente utilizzate in campo analogico e mostriamo la loro implementazione anche in campo digitale.

2.1 Elettronica analogica e digitale

L'approccio tradizionale per il trattamento del segnale prodotto da rivelatori utilizzati in fisica nucleare è di tipo analogico. I filtri a cui devono essere sottoposte le forme d'onda in uscita dai rivelatori vengono implementati attraverso opportuni circuiti elettronici, il cui collegamento in sequenza permette di ricavare le informazioni richieste. Esempi comuni di questo tipo di moduli sono gli amplificatori analogici, i discriminatori (a soglia fissa, a frazione costante CFD, etc.), i moduli di integrazione di carica o quelli per misure di tempo ed un elevato numero di altri moduli dalle funzionalità molto specifiche. Un esempio classico di circuito analogico (figura 2.1) è quello che permette di ottenere misure di tempo e di energia partendo dai segnali in uscita da uno scintillatore plastico letto da un fotomoltiplicatore. L'uscita a massimo guadagno del fotomoltiplicatore (anodo) viene amplificata tramite un amplificatore-formatore e l'ampiezza del segnale così ottenuto viene campionata da un convertitore analogico-digitale (ADC). Il risultato è proporzionale al numero di fotoni di scintillazione raccolti dal fotomoltiplicatore, quindi all'energia depositata dalla radiazione all'interno dello scintillatore. Il tempo di volo della particella viene valutato rispetto ad un riferimento temporale esterno fornito tramite un discriminatore (CFD2 nella figura) che attiva un contatore analogico (TAC,

Time to Amplitude Converter). Questo cronometro è fermato dal segnale di tempo dello scintillatore che viene estratto tramite il primo dinodo e discriminato dal modulo CFD1 della figura 2.1. L'ampiezza del segnale in uscita dal TAC contiene le informazioni sul tempo di volo della particella e viene convertita in digitale da un secondo ADC. La

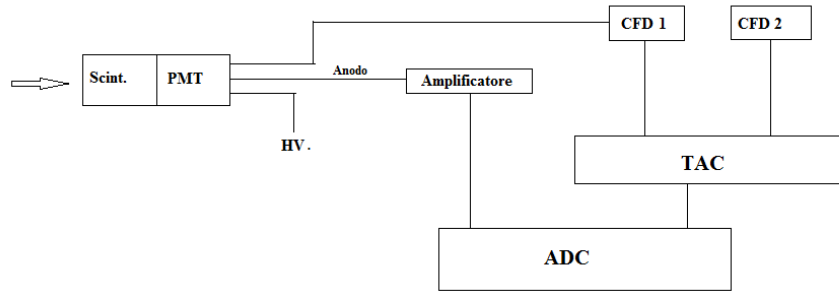


Figura 2.1: Schema di un circuito analogico per ottenere misure di tempo.

disponibilità di campionatori ad alta frequenza ha reso possibile, negli ultimi 20 anni, lo sviluppo crescente di tecniche di analisi digitale dei segnali, cambiando drasticamente la metodologia di lavoro. In questo caso il segnale viene campionato da un convertitore analogico-digitale veloce (Flash-ADC) e trasformato direttamente in un vettore di ampiezze che può essere trattato successivamente tramite algoritmi implementati su calcolatori (off-line) o su FPGA (on-line). In entrambi i casi, al segnale $S(t)$ (variabile con continuità in funzione del tempo) viene associato un vettore $S[k]$ di valori numerici che corrispondono a campioni del segnale originario. In pratica il segnale in entrata viene “discretizzato” in due modi:

temporalmente: il segnale analogico in ingresso viene convertito ad una frequenza fissata $f_s = 1/t_{clk}$ (dove t_{clk} è il tempo di campionamento), producendo campioni temporalmente equispaziati. Il segnale analogico passa da una struttura $S(t)$ ad una $S[k_i \cdot t_{clk}]$ discreta.

in ampiezza: L'ampiezza del segnale $S(t)$ viene convertita in un codice numerico a B bits. Data la dinamica in ampiezza del campionatore, questi forniscono la risoluzione dello strumento. La conversione digitale dell'ampiezza comporta l'introduzione di un errore di troncamento sulla sua misura.

Per il corretto campionamento di un determinato segnale di un rivelatore è necessario un digitalizzatore con risoluzione temporale (velocità di campionamento) sufficiente a ricostruire il segnale originario ed una sufficiente risoluzione in ampiezza. Per prima cosa

si deve rispettare il teorema di Nyquist [9]. In particolare, se f_n è la massima frequenza di interesse nel segnale acquisito (frequenza di Nyquist del segnale), la condizione $f_s \geq 2f_n$ è indispensabile per evitare che il segnale venga ricostruito come un segnale ad una frequenza diversa (*aliasing*). La ricostruzione del segnale originario $S(t)$ può essere fatta mediante una interpolazione tra i campioni $S[k]$. A seconda delle applicazioni e dell'accuratezza richiesta, l'interpolazione può essere esatta (utilizzando la funzione $\text{sinc}(x)$ come nucleo di interpolazione [10]) oppure lineare o con altri nuclei di interpolazione (vedi Figura 2.2). Nelle applicazioni di Fisica Nucleare, la necessità di analizzare con

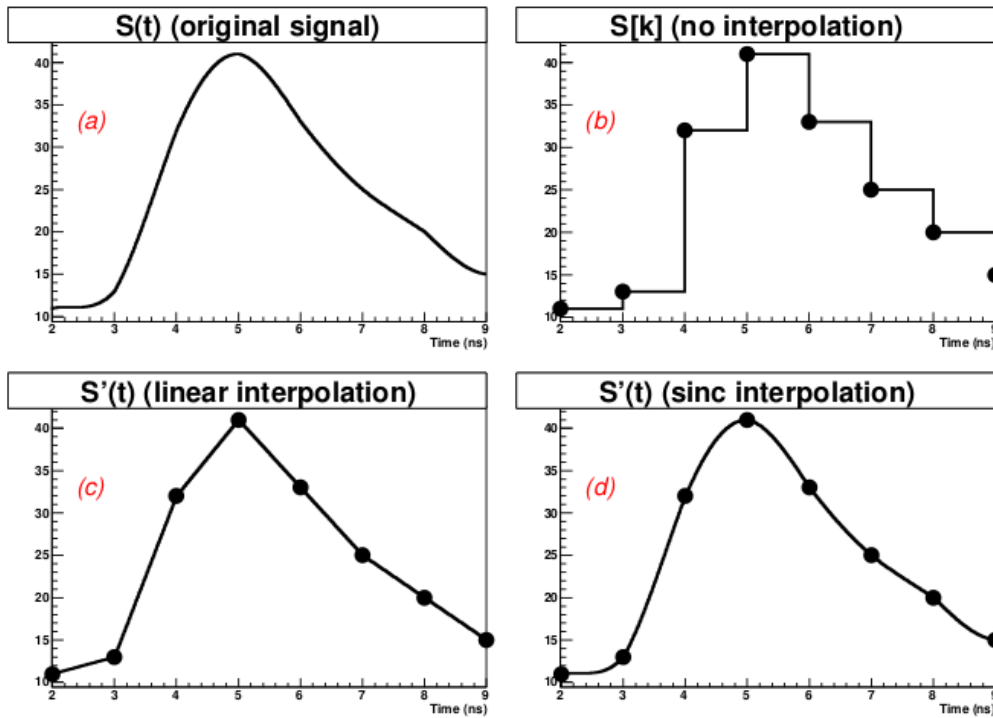


Figura 2.2: Esempio di interpolazione: il segnale originario (a) viene digitalizzato (b), interpolato mediante una semplice interpolazione lineare (c) o mediante la funzione “ $\text{sinc}(x)$ ”.

buona risoluzione segnali provenienti da rivelatori relativamente veloci, limita la scelta del campionatore a quelli che sono compatibili con le caratteristiche del rivelatore stesso. Normalmente per gli scintillatori organici di nostro interesse si utilizzano campionatori caratterizzati da f_s superiori a 100 MSamples/s, con risoluzioni di 10-12 bit o superiori (una descrizione più accurata del rapporto tra risoluzione in ampiezza e frequenza di campionamento è esposta in [10] ed in [11]). I principali vantaggi rispetto al metodo di misura analogico sono:

Semplicità della catena elettronica: il trattamento analogico dei segnali richiede l'utilizzo di molti moduli in cascata e duplicazione del segnale per ogni tipo di informazione che si vuole estrarre (ad esempio misure di energia, parametri di discriminazione dalla forma del segnale o misure di tempo) mentre nel caso digitale si usa solo un ADC per campionare il segnale, ottenendo così una catena notevolmente semplificata.

Versatilità: la possibilità di modificare gli algoritmi intervenendo via software garantisce ampia flessibilità, permettendo l'emulazione di algoritmi tipici dell'elettronica analogica o lo sviluppo di codici più sofisticati. Un importante vantaggio legato all'uso dell'elettronica digitale è quello di poter immagazzinare i dati "grezzi" (non processati) per poi eseguire studi comparativi off-line senza perdita di informazioni.

2.2 Algoritmi digitali per la discriminazione dalla forma del segnale

In questo lavoro ci occupiamo della discriminazione in forma di segnali prodotti da scintillatori organici per cui le forme d'onda acquisite e memorizzate saranno successivamente analizzate applicando gli algoritmi per la discriminazione in forma (*Pulse Shape Discrimination* PSD) in funzione del tipo di radiazione incidente (γ o n). Due tecniche ben note già in campo analogico sono il metodo dell'attraversamento di zero (Zero Crossing, ZCO) e il metodo del confronto di carica (Charge Comparison, CC). In aggiunta consideriamo il metodo del gradiente del segnale (Pulse Gradient Analysis, PGA). Illustriamo ora questi algoritmi per la PSD applicati in particolare alla separazione dei neutroni dai raggi gamma. Lo scopo è quello di sfruttare la differenza in forma illustrata in figura 1.12 per elaborare un parametro che, evento per evento, consenta di identificare il tipo di particella.

2.2.1 Charge Comparison

Il metodo della Charge Comparison (CC) [12] si basa sull'integrazione della carica raccolta dal segnale in due intervalli diversi, noti come il short (o fast) e long (o slow) integral. Il primo si riferisce all'area dell'intero impulso mentre il secondo considera solo una parte della coda del segnale (vedi Figura 2.3). L'estremo iniziale di integrazione, per il long integral, è il punto d'inizio del segnale mentre quello finale è il campione finale della forma del segnale. Lo short ha come riferimento lo stesso estremo finale del long ma a differenza di quest'ultimo, il suo punto iniziale viene variato per ottenere il parametro di discriminazione migliore. Siccome l'impulso decade più lentamente per i neutroni, il short integral sarà maggiore per lo stesso long integral in comparazione con quello dei

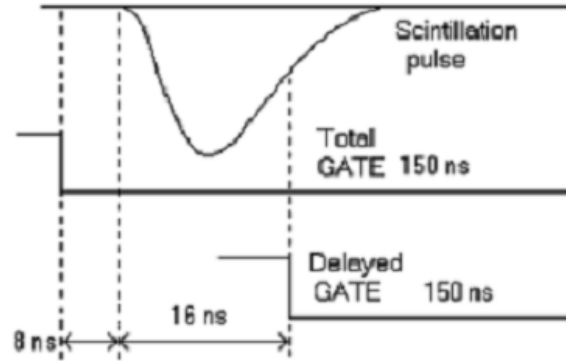


Figura 2.3: Intervalli di integrazione nel Charge Comparison.

gamma. Il risultato, mostrato in Figura 2.4, è una separazione grafica degli eventi in due rami che varia a seconda degli parametri di integrazione.

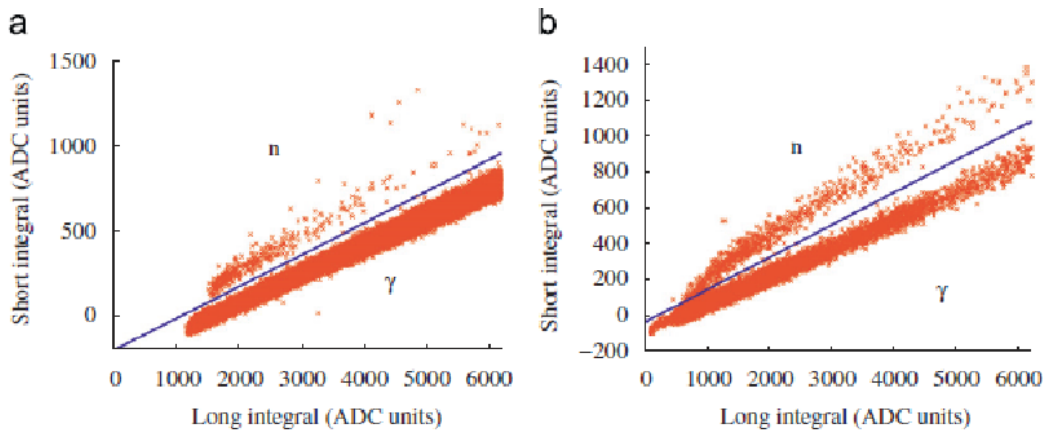


Figura 2.4: Distribuzioni short vs long ottenute con 2 sorgenti: a) Am-Be b) Am-Li utilizzando scintillatori liquidi [12].

2.2.2 Zero Crossing

Questo algoritmo prevede l'integrazione e la successiva differenziazione del segnale in modo da ottenere un'uscita bipolare. A livello analogico questo viene fatto utilizzando uno "shaping amplifier", mentre in ambito digitale la stessa operazione può essere effettuata attraverso l'implementazione emulativa di filtri RC-CR. Il tempo necessario per attraversare la linea di base (zero crossing) dipende dal tipo di particella incidente, per cui dalla sua misura è possibile effettuare la discriminazione. Il processo subito dal segnale è mostrato in figura 2.5. La posizione in tempo dell'attraversamento di zero

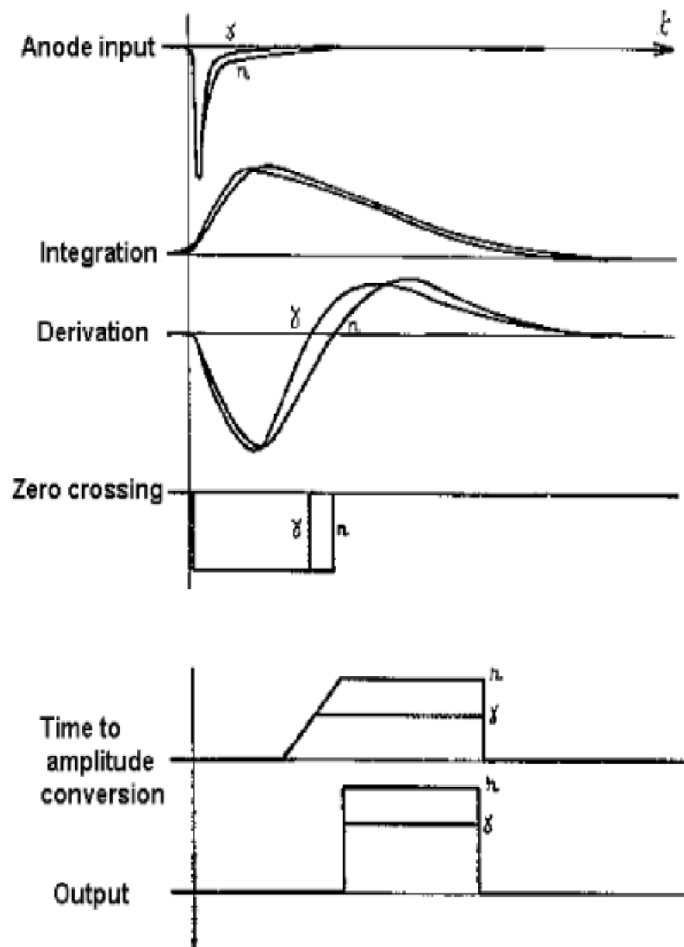


Figura 2.5: Modulazione del segnale per lo ZCO.

fornisce il parametro di identificazione (ZCO). Un'alternativa possibile per ottenere la stessa informazione è illustrata in figura 2.6 dove il parametro di discriminazione viene definito come la differenza tra un opportuno tempo di start e il punto dove il segnale

attraversa una certa frazione del massimo sul fronte di discesa. Lo start è definito come il punto dove l'ampiezza raggiunge una determinata frazione dell'ampiezza massima nella parte iniziale del segnale. Lo stop invece deve essere scelto in modo da massimizzare la discriminazione tra gli impulsi provenienti da radiazioni diverse (vedi Figura 2.6). Questo può essere ottenuto variando la percentuale dell'ampiezza relativa allo stop.

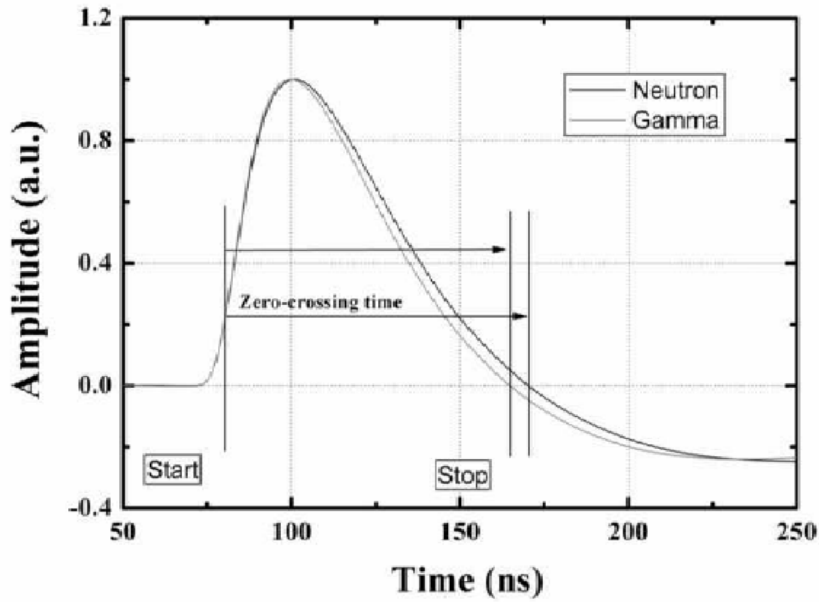


Figura 2.6: Definizione di Start e Stop nello ZCO.

2.2.3 Pulse Gradient Analysis

Il metodo del Pulse Gradient Analysis (PGA) [13] è incentrato sul confronto tra l'ampiezza del picco del segnale e l'ampiezza di un campione acquisita dopo un determinato tempo dal picco stesso, nota come ampiezza di discriminazione (*Discrimination Amplitude*). L'intervallo di tempo che regola questa selezione dell'ampiezza dipende dalle caratteristiche del rivelatore. Il segnale originario è generalmente filtrato attraverso un'integrazione (RC) prima di eseguire le operazioni appena menzionate per minimizzare l'influenza del rumore elettronico sulla qualità del segnale. Nella Figura 2.7 si può osservare un grafico bidimensionale che mostra i risultati ottenuti in [13] utilizzando una sorgente di Am-Be ed uno scintillatore liquido EJ-301. Un impulso indotto da un neutrone presenta un'ampiezza di discriminazione (*sample amplitude*) maggiore a parità di ampiezza del picco, in confronto ad un gamma, dovuto a un tasso di decadimento minore della componente lenta del segnale.

Rispetto ai metodi precedenti il metodo PGA richiede molto poca capacità di calcolo per cui potrebbe essere usato più agevolmente in un'analisi in tempo reale nel contesto di un apparato complesso dotato di molti rivelatori. Questo potrebbe fornire un trigger di basso livello che permetterebbe l'acquisizione dei soli segnali corrispondenti alla rivelazione di neutrone.

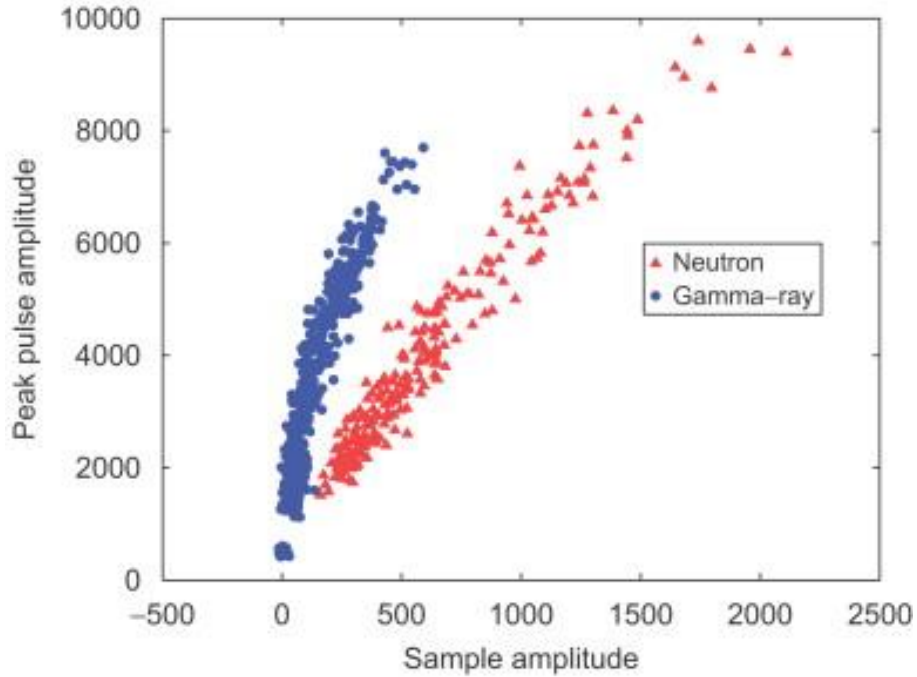


Figura 2.7: Correlazione tra l'ampiezza di discriminazione e l'ampiezza relativa al massimo. [13]

I parametri di tutti gli algoritmi esposti sono ottimizzabili in modo da ottenere la migliore discriminazione in funzione del tipo di emissione luminosa dello scintillatore e della risposta del fotorivelatore utilizzato.

Capitolo 3

La reazione ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},n){}^8\text{B}$

Presentiamo un esempio di applicazione delle tecniche digitali esposte nel capitolo precedente. La misura della sezione d'urto per la reazione:



è stata effettuata utilizzando 8 scintillatori BC501 per rivelare i neutroni diffusi a vari angoli (energia del fascio pari a 5.77 MeV). Questa misura è stata richiesta nel contesto di un lavoro più studio generale [14] che riguarda la possibilità di ottenere fasci di neutrini ad alta energia derivanti dal decadimento beta di ${}^8\text{B}$ (con tempo di dimezzamento $t_{1/2}=770$ ms):



I neutrini emessi hanno in media un'energia cinetica di 7.37 MeV, mentre gli elettroni circa 6.55 MeV.

3.1 Apparato sperimentale

L'esperimento è stato realizzato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (INFN) utilizzando l'acceleratore Van de Graaff CN da 7 MV. Un fascio pulsato di ${}^3\text{He}$ (frequenza: 3 MHz; larghezza degli impulsi: 1.5 ns) è fatto incidere su un bersaglio a doppio strato, composto da ${}^6\text{LiF}$ (500 mg/cm²) e ${}^{197}\text{Au}$ (500 mg/cm²). La presenza di ${}^{197}\text{Au}$ permette, attraverso la diffusione Rutherford del fascio in questa parte del bersaglio, di monitorare l'intensità del fascio incidente. I neutroni emessi sono rivelati usando 8 rivelatori dell'apparato di rivelazione RIPEN [15], equipaggiato con elettronica digitale. Tali rivelatori sono costituiti da una cella di scintillatore liquido BC501 ed un fotomoltiplicatore Philips racchiusi in un contenitore di acciaio. Per queste misure, è stato aggiunto un sottile assorbitore di piombo, attorno alla capsula contenente il scintillatore liquido, in modo da ridurre il fondo ambientale dovuto ai raggi gamma di bassa energia. La struttura di

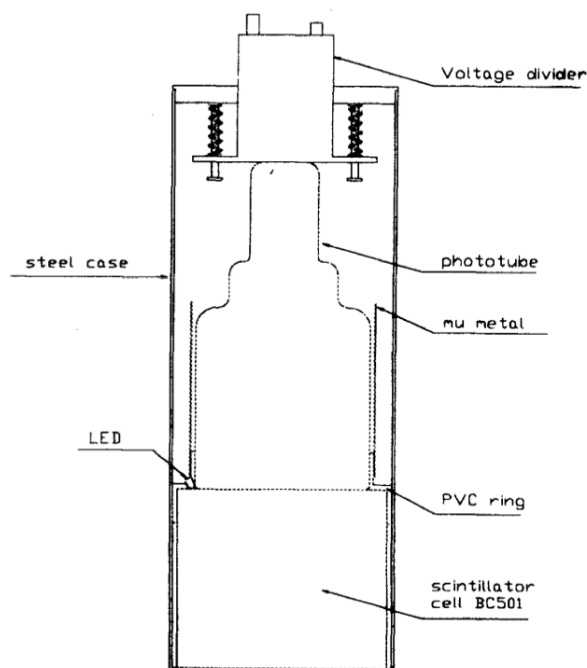


Figura 3.1: Struttura di un rivelatore dell'apparato RIPEN basato sullo scintillatore liquido BC501 [15].

uno di questi rivelatori è illustrata in Figura 3.1. I rivelatori sono posizionati ad una distanza di 2 m dal bersaglio in un intervallo angolare che va dai 15° ai 140° nel sistema di riferimento di laboratorio, secondo la geometria illustrata in Figura 3.2. Per ottenere

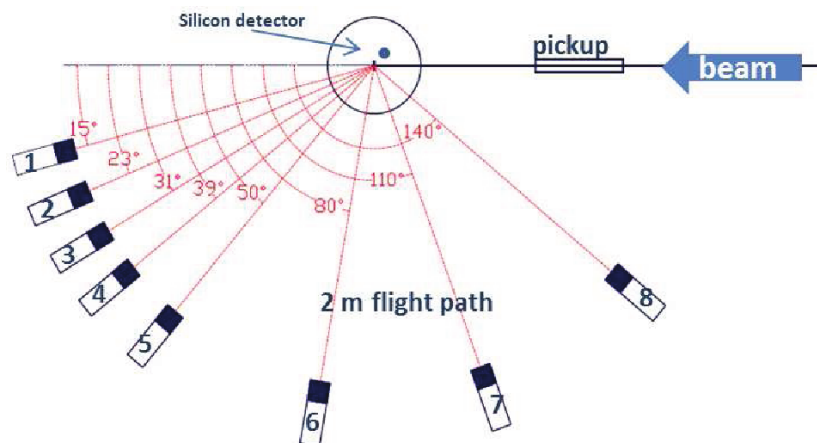


Figura 3.2: Schema dell'apparato sperimentale.

un riferimento temporale dal fascio, un “pickup” induttivo è posto in linea con il fascio

stesso. Ogni volta che viene attraversato dal fascio, questo strumento emette un segnale bipolare che può essere usato come riferimento nella misura del tempo di volo. All'interno della camera di scattering, a circa 56 mm dal bersaglio, è presente anche un telescopio di rivelatori al silicio impiegato per la rivelazione degli ioni ${}^3\text{He}$ elasticamente diffusi ad un angolo di 150° nel sistema di riferimento del laboratorio. Lo scopo di questo strumento è di fornire informazioni per la normalizzazione della sezione d'urto di produzione assoluta della reazione. Una foto della camera di scattering che mostra la posizione del bersaglio e del telescopio ΔE -E è mostrata in Figura 3.3. I segnali provenienti dagli

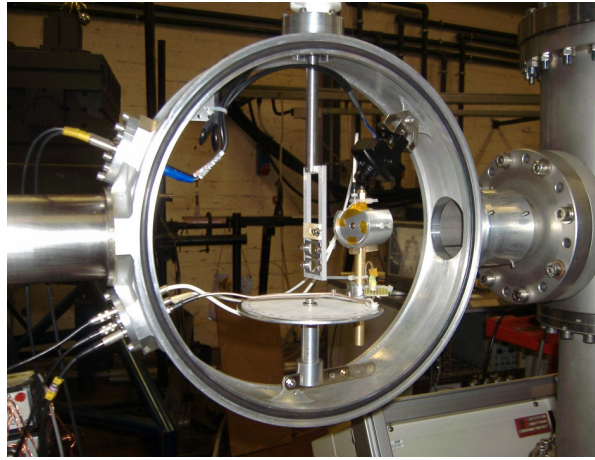


Figura 3.3: Camera di Scattering.

scintillatori liquidi, dal pickup e dal rivelatore al silicio sono registrati usando due schede CAEN V1720 (12 bit, 250 MS/s), nella versione VME a 8 canali ciascuna (vedi Figura 3.4). Le due schede di acquisizione sono state sincronizzate propagando un clock mentre il trigger è valutato canale per canale in modo indipendente. In questa configurazione ogni scheda registra dati provenienti da 4 rivelatori di neutroni, 2 rivelatori al silicio e il pickup. Il software utilizzato per l'acquisizione dei dati è una versione personalizzata di CAENWaveDump, opportunamente aggiornata al fine di gestire e sincronizzare i due digitalizzatori. Le forme campionate sono scritte su disco in forma binaria utilizzando finestre di acquisizione di $2\ \mu\text{s}$ e vengono poi analizzate off-line. Lo schema della catena di acquisizione è illustrato nella Figura 3.4.

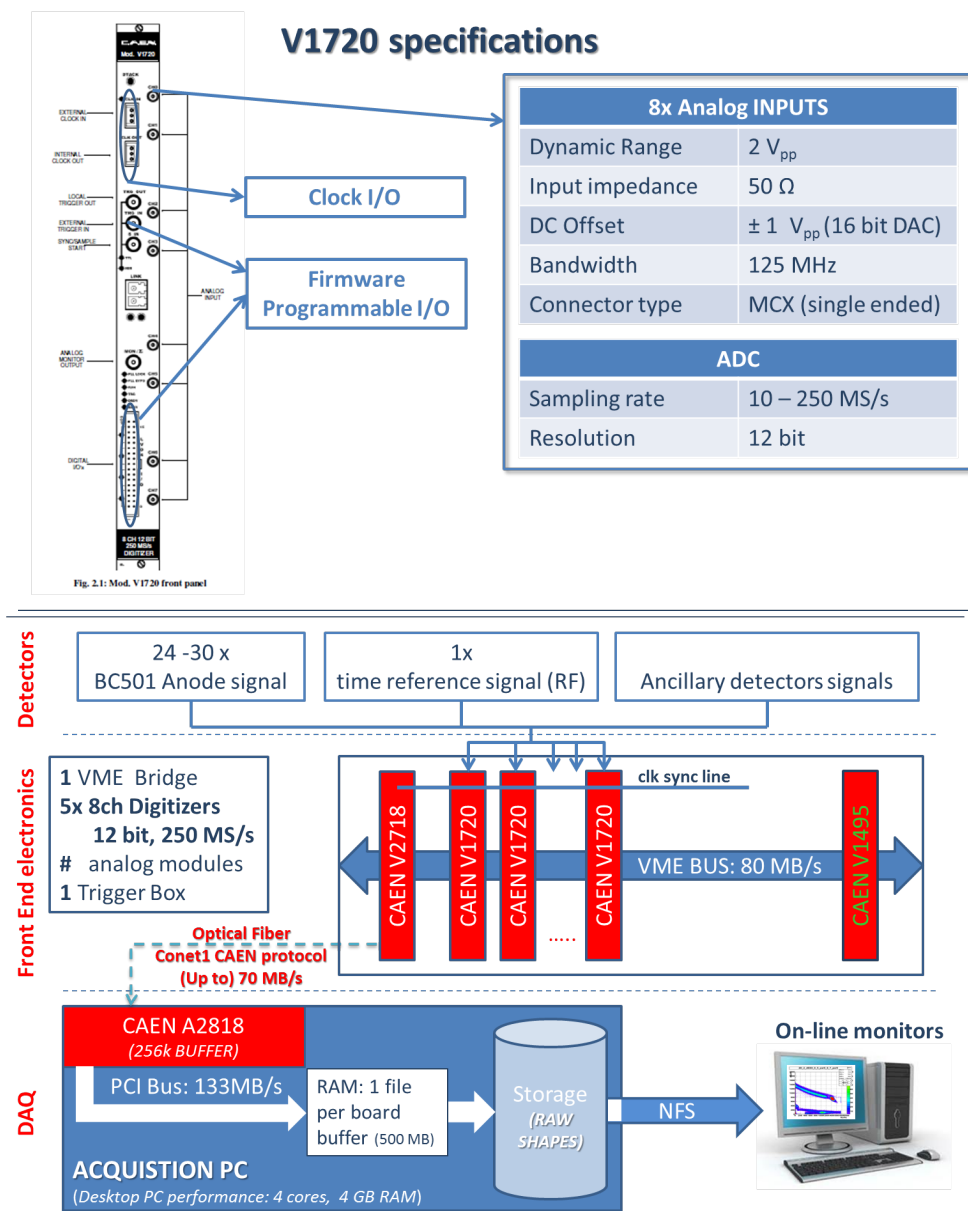


Figura 3.4: Caratteristiche della scheda di acquisizione CAEN V1720 (sopra) e schema della catena di acquisizione (sotto).

3.2 Analisi Dati

Dopo aver sottratto la linea di base, si vogliono ottenere tre diversi tipi di informazioni elaborando i segnali degli scintillatori: l'energia della radiazione incidente, il suo tempo di volo e la discriminazione dalla forma dell'impulso tra neutroni e raggi gamma. Per l'energia si sfrutta l'integrazione della forma su tutto il segnale. Il tempo di volo viene calcolato come differenza tra il segnale del rivelatore e quello di riferimento. Le marche temporali sono estratte dai segnali campionati utilizzando un algoritmo di interpolazione cubica in grado di emulare un discriminatore a frazione costante (CFD). Per la discriminazione in forma si applica il metodo dello Zero-Crossing. La correlazione ToF-ZCO mostrata in figura 3.5 permette di identificare a prima vista la regione da associare ai raggi gamma e i picchi di energia dello spettro neutronico.

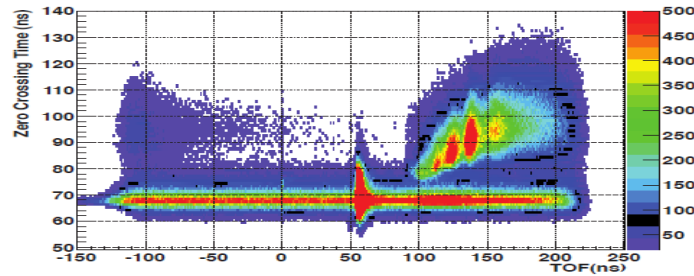


Figura 3.5: Correlazione ZCO vs ToF.

Graficando la correlazione tra l'energia e lo ZCO (figura 3.6) si può completare il quadro selezionando con ulteriore dettaglio lo spettro neutronico.

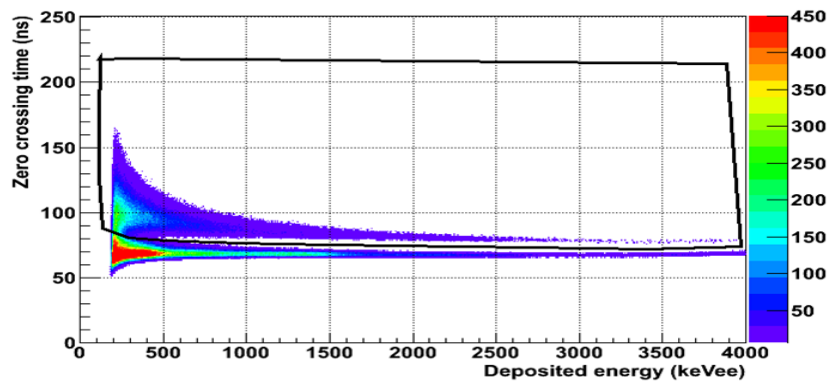


Figura 3.6: Correlazione ZCO vs Energia dove viene mostrato un taglio effettuato sui neutroni.

Con queste selezioni si ottiene lo spettro del tempo di volo dei neutroni emessi nella reazione 3.1 mostrato in Figura 3.7. Si possono identificare facilmente i due picchi corrispondenti al ${}^8\text{B}$ (stato fondamentale e primo stato eccitato a 0,78 MeV) ed un picco dovuto alla reazione ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, \text{n}){}^{14}\text{O}$ determinata dal depositarsi di Carbonio sul bersaglio. Oltre a questi è presente anche un fondo globale dovuto ad una reazione a tre corpi ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \text{np}){}^7\text{Be}$ nella quale un neutrone viene emesso in un continuo di energie. Sottraendo il fondo, integrando i picchi e correggendo per l'efficienza degli scintillatori

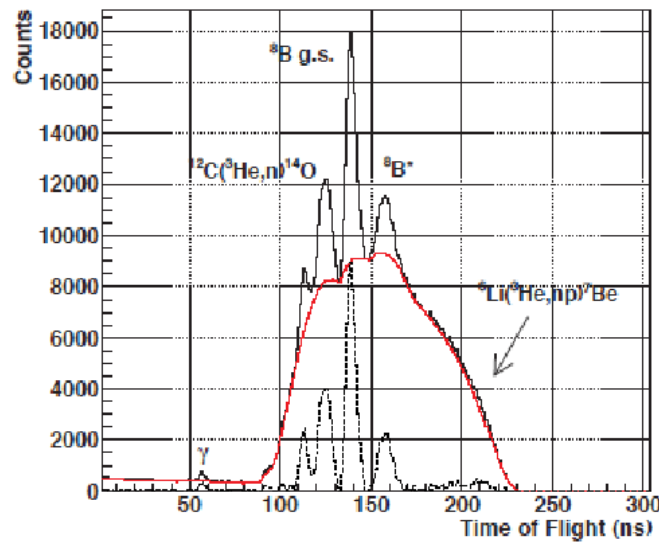


Figura 3.7: Spettro del ToF a 15° nel sistema di riferimento del laboratorio per i neutroni ottenuti dalla reazione [16].

è stato possibile ricavare la sezione d'urto di produzione del ${}^8\text{B}$ tramite la reazione 3.1 [16].

La Figura 3.8 mostra i risultati ottenuti per la sezione d'urto assoluta, in funzione dell'angolo nel sistema del centro di massa, per lo stato fondamentale del ${}^8\text{B}$.

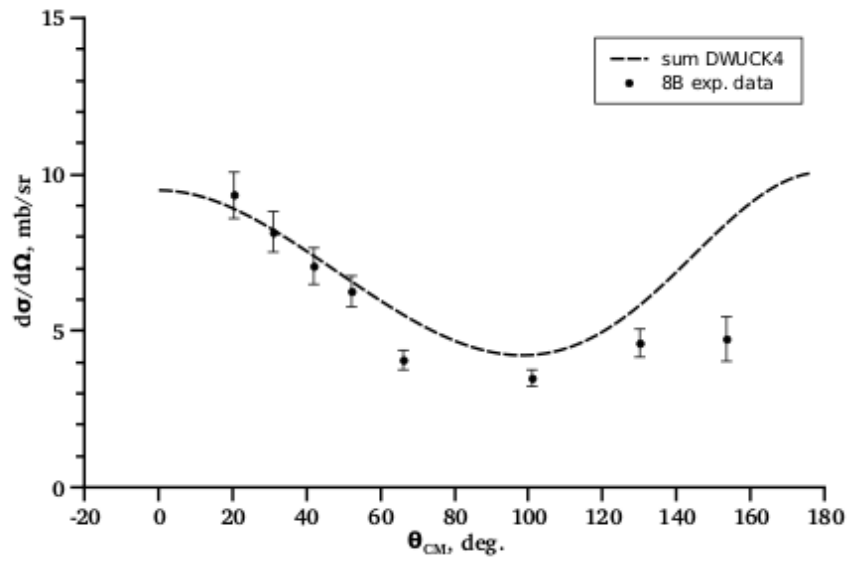


Figura 3.8: Distribuzione angolare della sezione d'urto normalizzata per lo stato fondamentale del ${}^8\text{B}$.

Capitolo 4

Studio e ottimizzazione degli algoritmi per la discriminazione n/γ

Quanto mostrato fino ad ora può essere migliorato implementando algoritmi più sofisticati o utilizzando elettronica di acquisizione più performante. Illustriamo ora lo studio di alcuni algoritmi su un set di dati ottenuti con un scintillatore liquido BC501 cercando di sfruttare le caratteristiche di un digitalizzatore di ultima generazione. Prima di procedere con la PSD, abbiamo operato un'analisi preliminare dei dati per poter selezionare gli eventi di nostro interesse e renderli idonei ad essere analizzati. Descriviamo brevemente questi passaggi ed esponiamo i criteri e le scelte operate nella selezione dei valori usati per i parametri specifici relativi ad ogni algoritmo.

4.1 Apparato sperimentale

Gli scintillatori liquidi BC501, utilizzati anche nell'esperimento del capitolo 3, sono stati recentemente utilizzati in accoppiamento con un digitalizzatore CAEN DT5730 (14bit e 500 MS/s) a 8 canali [17] illustrato in Figura 4.1. L'esperimento è stato svolto presso l'acceleratore Van de Graaff CN da 7MV dei Laboratori Nazionali di Legnaro. Un fascio pulsato di protoni (3 MHz) di 4 MeV è fatto incidere su un bersaglio di LiF. La reazione utilizzata per la produzione di neutroni è la seguente:



All'energia di fascio considerata, i neutroni prodotti hanno un'energia media di circa 2,35 MeV. Il rivelatore è stato posizionato frontalmente rispetto al bersaglio ad una distanza di circa 60 cm. Come nel caso del capitolo precedente, lungo la linea di fascio era presente anche un pickup induttivo utilizzato per ottenere un riferimento temporale (vedi Figura 4.1). I dati raccolti sono acquisiti e scritti su disco in forma binaria e successivamente analizzati utilizzando gli algoritmi descritti nel capitolo 2. I programmi di analisi sono

stati realizzati nell’ambiente ROOT [18] che ha permesso di visualizzare i singoli impulsi e di costruire le matrici di correlazione mostrate nel seguito.

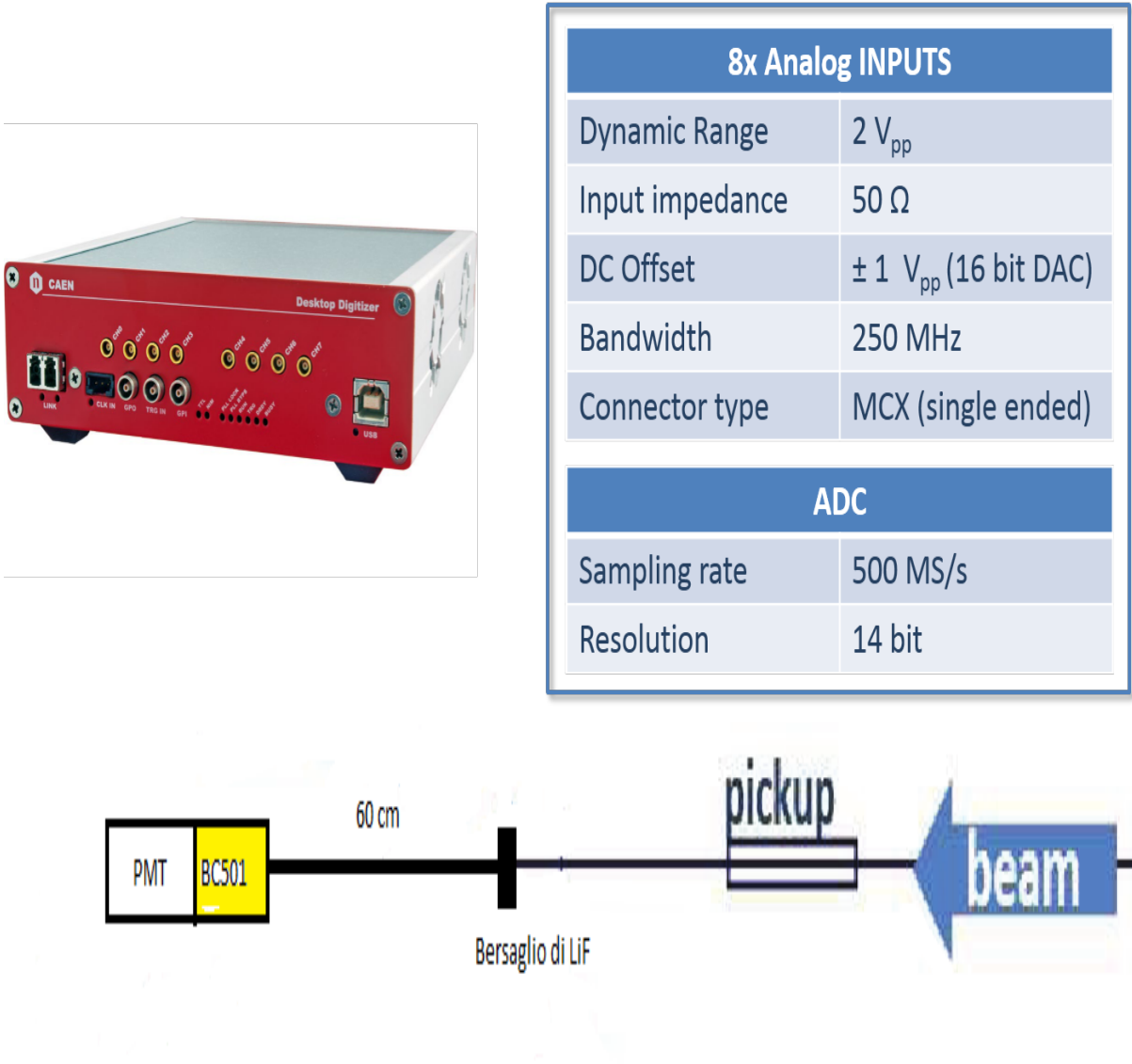


Figura 4.1: La scheda di acquisizione dati DT5730 con le principali caratteristiche (sopra) e lo schema dell’apparato sperimentale (sotto).

4.2 Analisi Dati Preliminare

La forma tipica dei segnali acquisiti, sui quali verranno effettuate le successive operazioni di analisi, è mostrata in Figura 4.2. Per prima cosa ogni segnale è stato sottoposto al

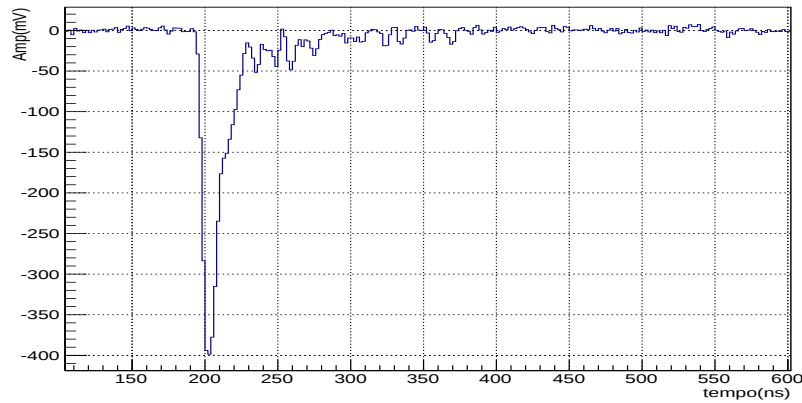


Figura 4.2: Forma tipica di un segnale acquisito durante l'esperimento.

calcolo e alla sottrazione della linea di zero (baseline). Questa viene calcolata facendo la media dei valori sui primi 10 campioni della forma. Lo spettro ottenuto per la baseline è illustrato in Figura 4.3 dove le linee rosse indicano i tagli applicati per la successiva analisi. La distribuzione dei massimi delle forme campionate (*RawMax*) mostrata in

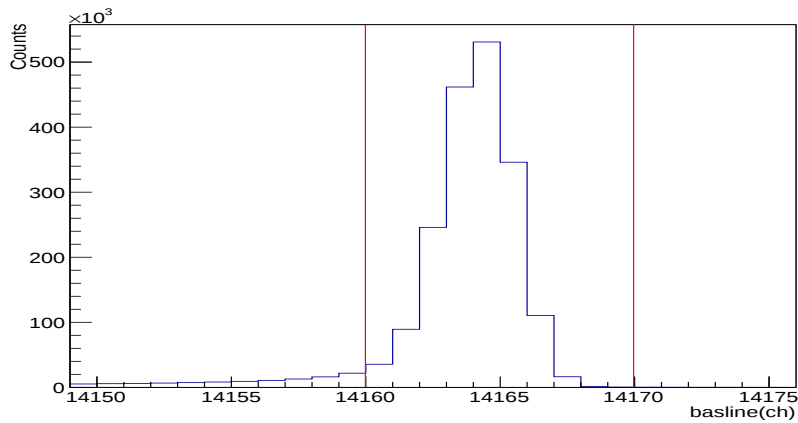


Figura 4.3: Spettro della baseline dove le linee rosse rappresentano le soglie imposte.

figura 4.4 fornisce una prima indicazione sullo spettro di energie misurato. Inoltre questa distribuzione permette di identificare la presenza di segnali saturati che sono stati rimossi

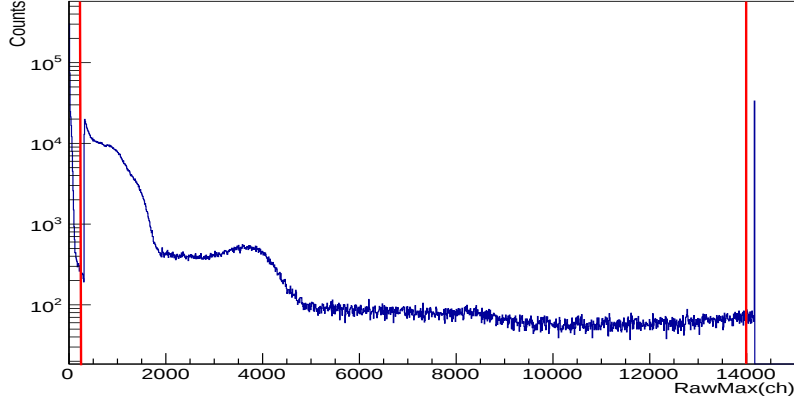


Figura 4.4: Spettro dei massimi dove vengono imposte le soglie (linee rosse) per evitare la saturazione.

nella successiva analisi applicando i tagli indicati dalle linee rosse. Per poter calcolare il tempo di volo di neutroni e raggi gamma, sono stati ricavati un riferimento temporale ($t_{cfd} = \text{time constant fraction discriminator}$) sul segnale del rivelatore ed uno su quello del pickup. Il primo t_{cfd} si ottiene applicando un filtro emulatore di CFD al fronte di salita con soglia al 50% dell'ampiezza massima del segnale (vedi figura 4.5). Lo spettro ottenuto per questo parametro è mostrato in figura 4.5 dove le linee rosse indicano i tagli applicati per la successiva analisi. Il secondo t_{cfd} viene ricavato dal segnale proveniente dal riferimento temporale del fascio. La parte superiore della figura 4.6 mostra il segnale proveniente dal pickup, considerando una ripetizione di 3 MHz, tre impulsi vengono sommati per amplificare il segnale e minimizzare le fluttuazioni in ampiezza e su tale somma (parte inferiore della figura 4.6) viene successivamente calcolato il t_{cfd} come nel caso precedente. Il tempo di volo (ToF) viene quindi ricavato dalla differenza temporale tra i due t_{cfd} appena descritti e la sua distribuzione è mostrata in figura 4.7. La differenza temporale tra i due picchi principali è compatibile con la differenza di tempi di volo tra gamma e neutroni data la geometria e le energie descritte all'inizio del capitolo. A causa di problemi all'acceleratore il fascio presenta delle “ribattute” con circa 36 ns di ritardo che sono evidenti nello spettro di ToF appena discusso.

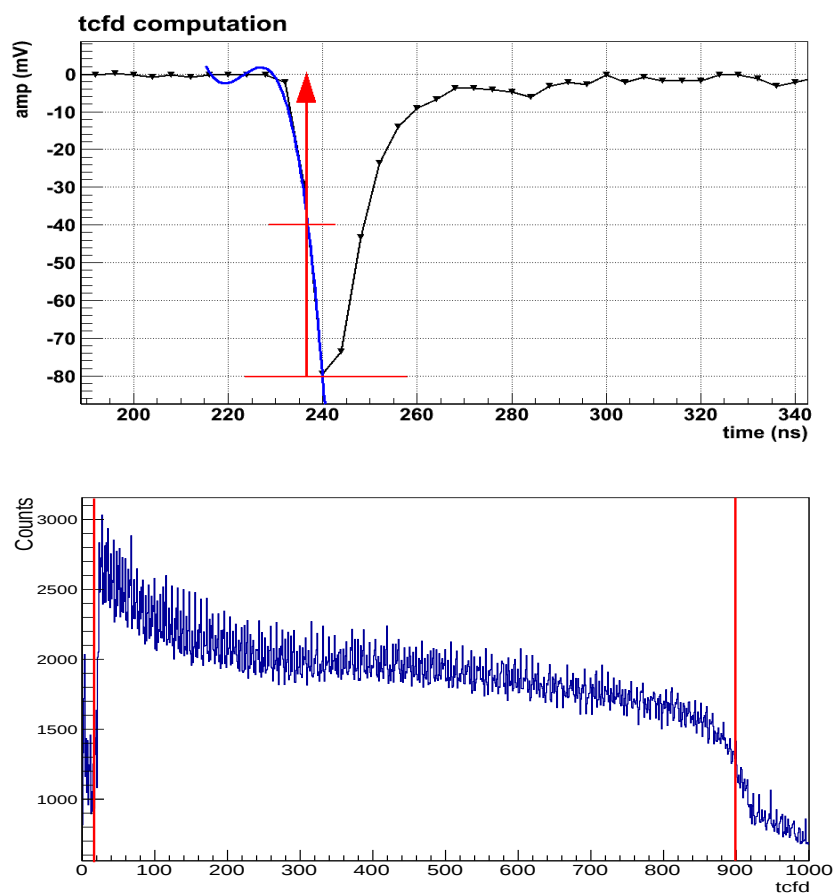


Figura 4.5: Calcolo del tcfD riferito al segnale del rivelatore (sopra) e spettro dello stesso parametro (sotto). Le soglie imposte nella successiva analisi sono rappresentate dalle linee rosse.

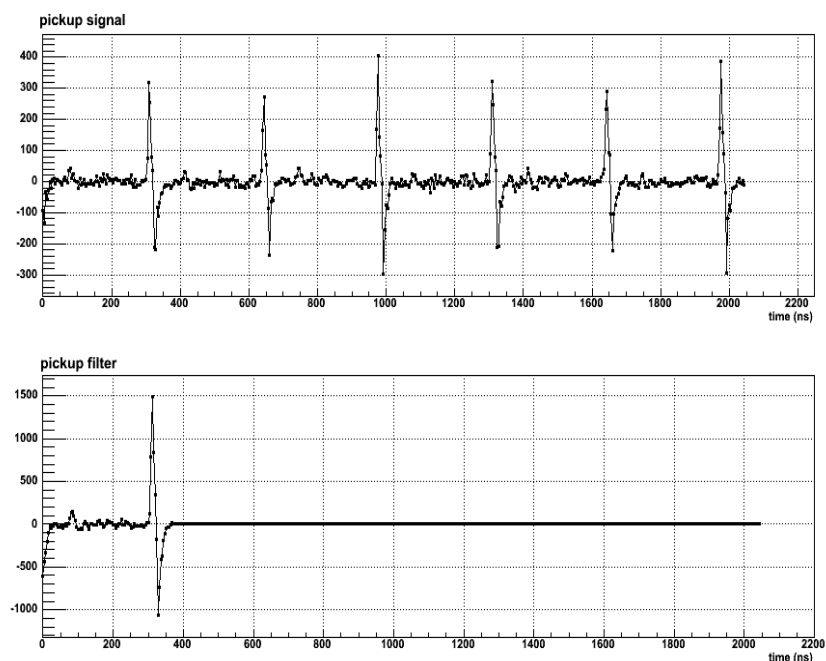


Figura 4.6: Segnale di pickup (sopra) che viene trasformato, attraverso la somma di sei impulsi successivi acquisiti dopo il trigger, nel filtro del pickup (sotto).

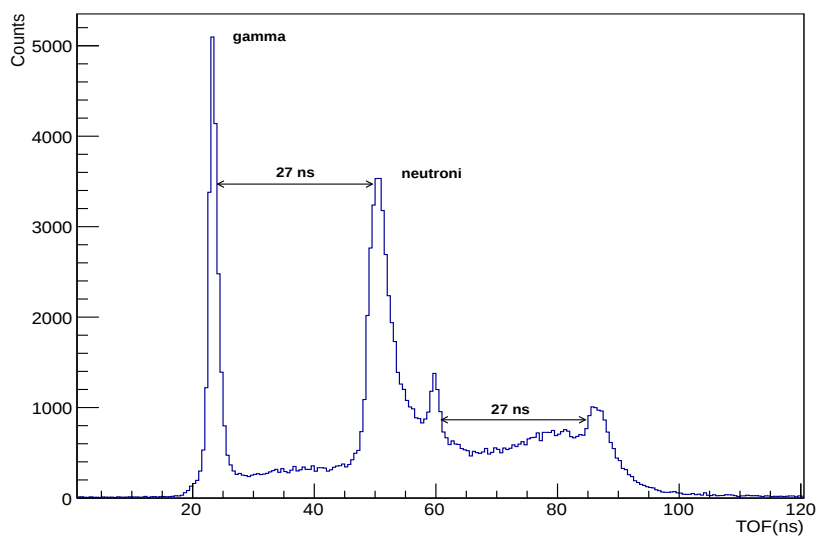


Figura 4.7: Distribuzione del ToF

4.3 Forme medie

Dallo spettro del ToF ottenuto con le considerazioni espone nel paragrafo precedente, a causa della contaminazione già descritta e della presenza di un inevitabile fondo incorrelato, non è possibile discriminare eventi dovuti a neutroni da quelli della radiazione gamma. Per questo motivo è stato fatto un tentativo applicando l'algoritmo dello ZCO sulle forme campionate utilizzando parametri non ottimizzati. Lo start e stop sono stati scelti al 50% e 1% rispettivamente dell'ampiezza massima. La correlazione ToF-ZCO così ottenuta e mostrata in figura 4.8 permette di selezionare in maniera ragionevole le due classi di eventi. Utilizzando un taglio rettangolare nello spettro 2D si sono ot-

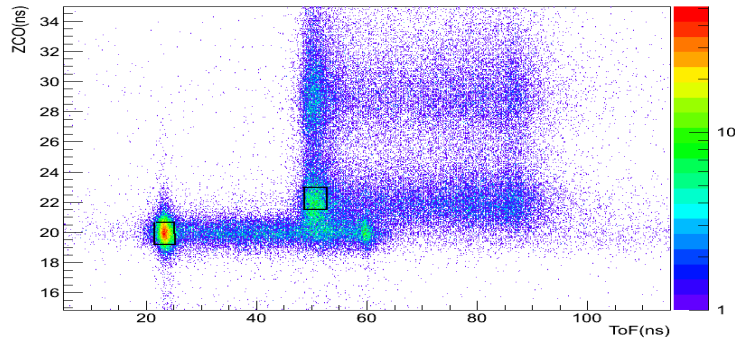


Figura 4.8: Distribuzione ToF vs ZCO con i riquadri neri che mostrano i ritagli.

tenute le forme medie illustrate in figura 4.9, che mettono in evidenza la presenza di due tipi di segnali diversi e permettono di valutare i tempi caratteristici di queste forme. Come vedremo nel seguito, tali informazioni sono indispensabili per l'ottimizzazione degli algoritmi.

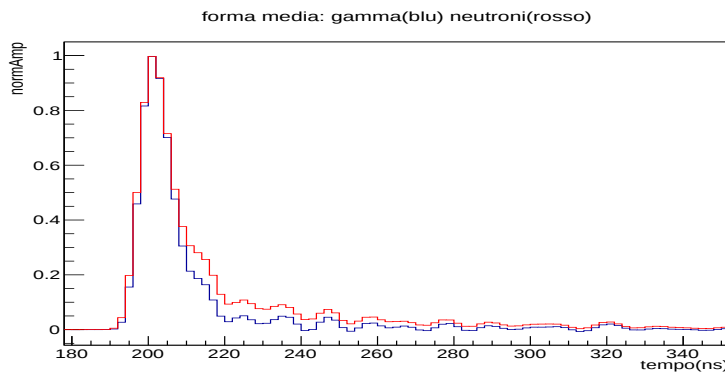


Figura 4.9: Forme medie ottenute dopo il taglio rettangolare.

4.4 Analisi dati

4.4.1 Charge Comparison

Il calcolo degli integrali delle due componenti, veloce e lenta, del segnale è stato impostato nella maniera seguente: si è scelto di utilizzare come parte veloce l'integrale della forma calcolato tra l'inizio del segnale e 10 ns dopo il picco di ampiezza massima. Questa scelta è determinata dal fatto che in tutta questa parte del segnale le forme medie si sovrappongono indipendentemente dal tipo di radiazione incidente (si veda la figura 4.9). Per la parte lenta abbiamo selezionato la restante area della coda del segnale. Il parametro che definisce l'identificazione è il rapporto tra la componente lenta e l'energia totale ottenuta dalla somma delle componenti lenta e veloce. In Figura 4.10 sono mostrate le correlazioni tra il parametro di PSD e l'energia o il ToF. In entrambi i casi si può notare la sepa-

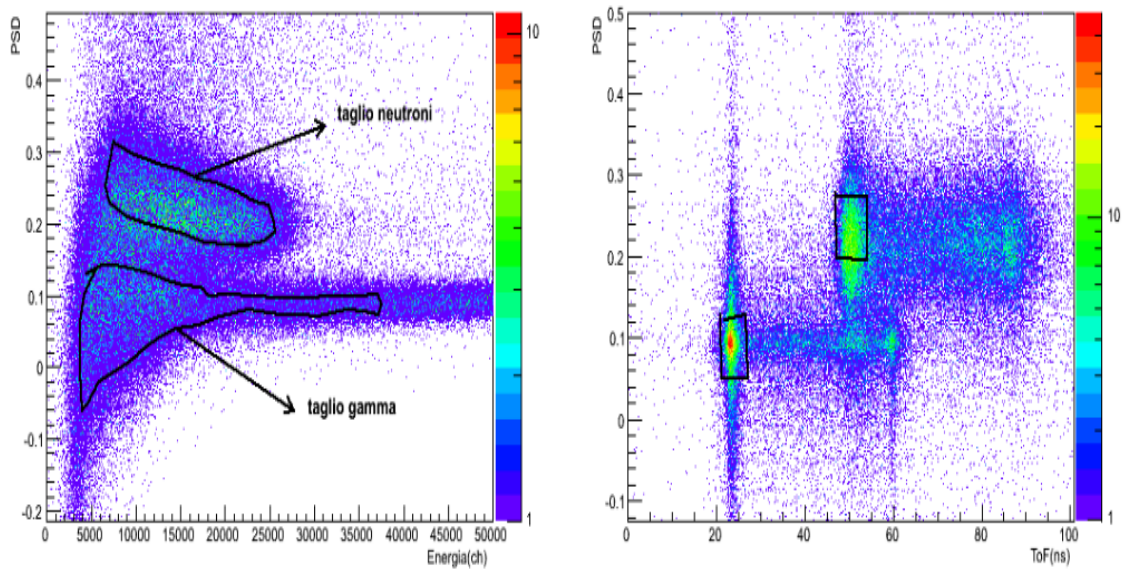
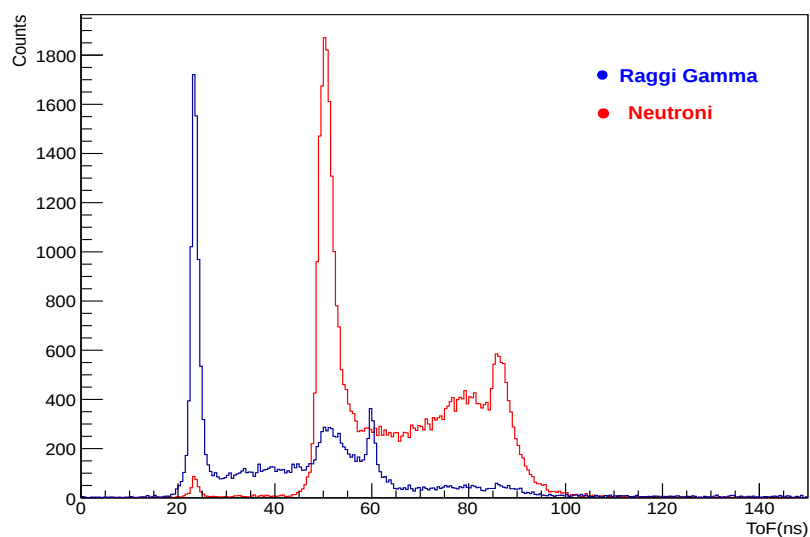


Figura 4.10: PSD vs Energia (sinistra) e PSD vs ToF (destra) insieme ai tagli usati per calcolare le forme medie e scoporre lo spettro del ToF.

razione in due distribuzioni separate che potrebbero essere attribuite a neutroni e raggi gamma. Di conseguenza, applicando i tagli mostrati nella parte sinistra di figura 4.10, è possibile osservare la separazione dello spettro di tempo di volo nelle sue due componenti (parte alta della figura 4.11). I picchi che emergono sono compatibili con i tempi di volo attesi per neutroni e gamma in questa configurazione sperimentale, tuttavia si osserva una contaminazione di neutroni nello spettro attribuito ai raggi gamma (picco spurio a $t=50$ ns). Ricalcolando le forme medie utilizzando il taglio mostrato nella parte destra della figura 4.10 si osserva che queste sono molto simili tra loro e diverse dalle forme

medie calcolate in precedenza, questo significa che il metodo utilizzato non garantisce una identificazione pulita delle particelle.



forma media gamma(blu) neutroni(rosso)

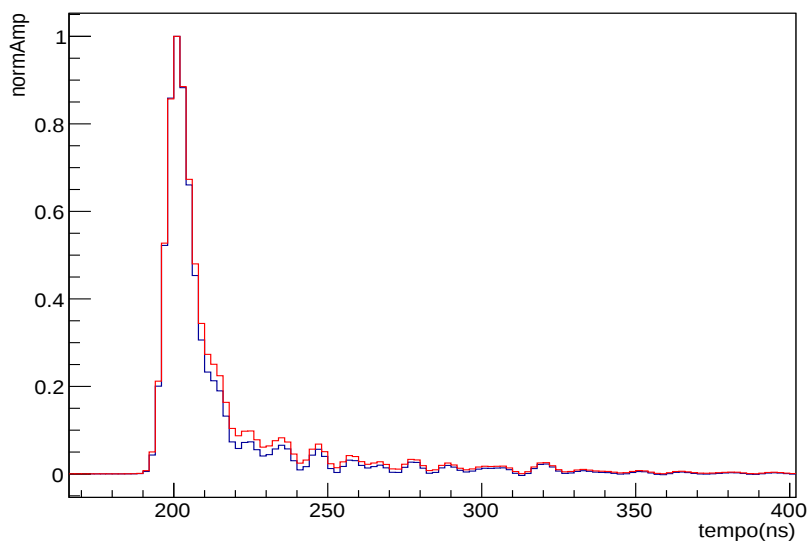


Figura 4.11: Separazione dello spettro di ToF nelle varie componenti e forme medie ottenute dopo il taglio rettangolare per il Charge Comparison.

4.4.2 Zero Crossing

L'algoritmo per il calcolo dello Zero Crossing è stato applicato su una versione integrata del segnale originale ottenuta dall'emulazione di un filtro RC analogico. Il parametro di integrazione è stato selezionato al fine di massimizzare la differenza temporale osservata nelle forme medie. Successivamente il parametro ZCO (equivalente dello zero crossing analogico) è stato estratto dalla differenza tra due marche temporali sui fronti di salita e discesa del segnale come già descritto in precedenza. Gli spettri bidimensionali di ZCO vs ToF e ZCO vs Energia sono mostrati in figura 4.12). Procedendo come nel caso

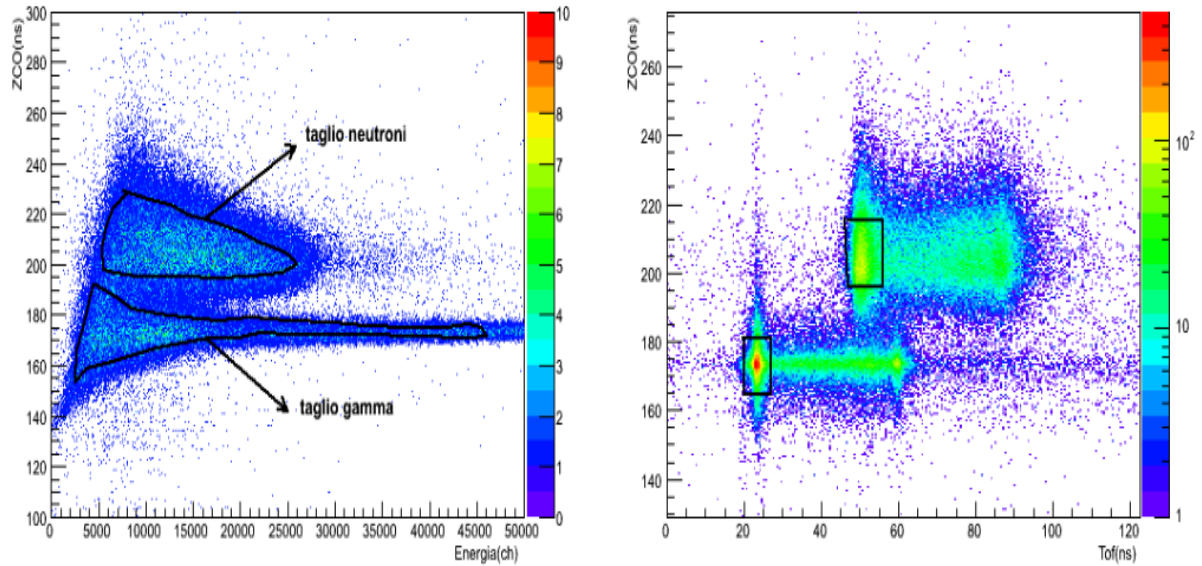
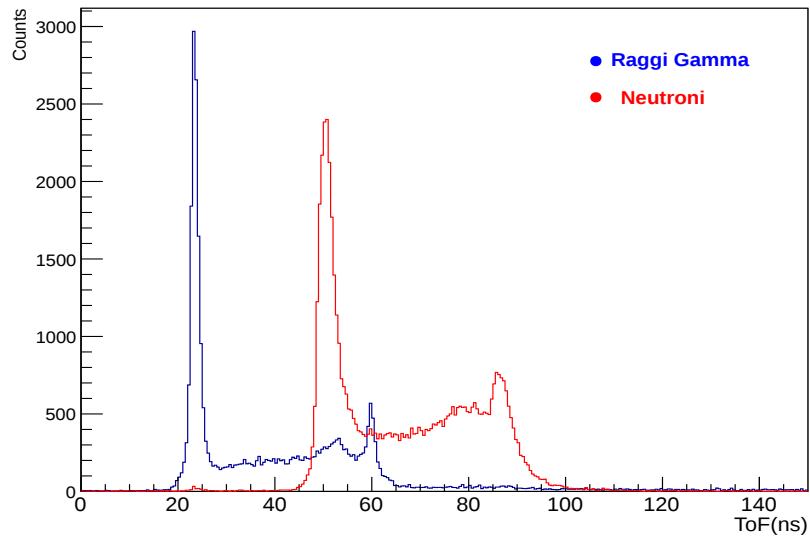


Figura 4.12: PSD vs Energia (sinistra) e PSD vs ToF (destra) insieme ai tagli usati per calcolare le forme medie e scomporre lo spettro del ToF.

precedente è stato effettuato un taglio rettangolare per la selezione degli eventi. Dalla scomposizione dello spettro di tempo di volo mostrata nella parte superiore della figura 4.13 si nota una notevole diminuzione della contaminazione neutronica nello spettro di tempi corrispondente alla selezione di raggi gamma, confermata dall'evidente separazione delle forme medie calcolate nuovamente in queste condizioni.



forma media gamma(blu) neutroni(rosso)

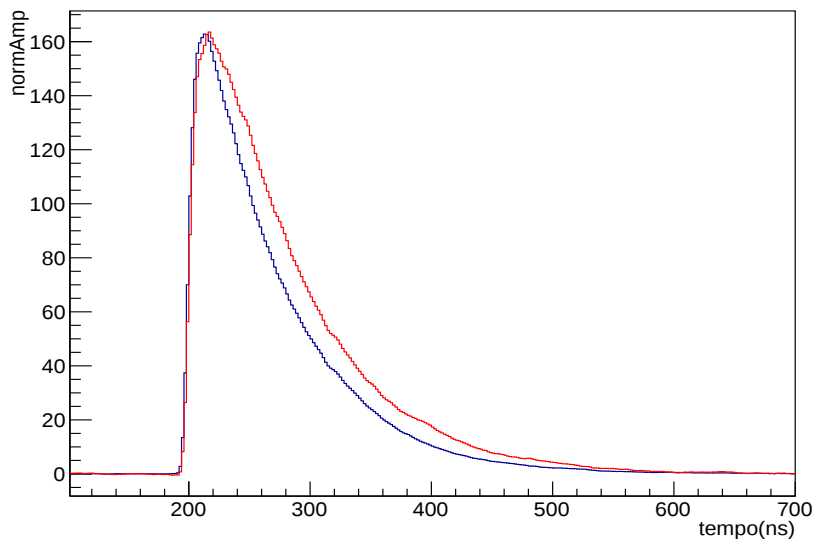


Figura 4.13: Separazione dello spettro di ToF nelle varie componenti e forme medie ottenute dopo il taglio rettangolare sulle forme filtrate dello ZCO

4.4.3 Pulse Gradient Analysis

Questo algoritmo prevede il confronto dell'ampiezza massima del segnale con il valore che questo assume dopo un ritardo fisso corrispondente al punto di massima separazione delle forme medie, in questo caso circa 70 ns dopo il massimo. Come nei due casi precedenti mostriamo i risultati ottenuti tramite le correlazioni PSD vs Energia e PSD vs ToF (figura 4.14). Il parametro di discriminazione è, in questo caso, dato dal rapporto

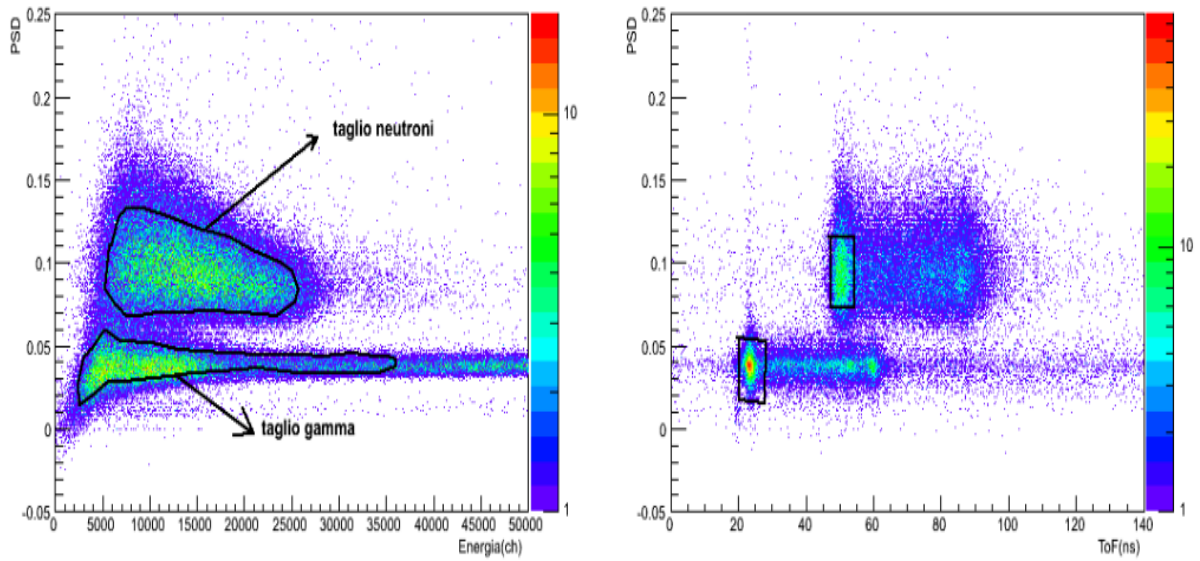


Figura 4.14: PSD vs Energia (sinistra) e PSD vs ToF (destra) insieme ai tagli usati per calcolare le forme medie e scomporre lo spettro di ToF.

tra l'ampiezza di discriminazione e quella del massimo. Infine si è proseguito, come per gli altri due algoritmi, scomponendo lo spettro di tempo di volo e calcolando le forme medie (si veda la figura 4.15). Dal punto di vista grafico questo metodo sembra fornire una migliore separazione neutroni-raggi gamma rispetto ai precedenti. Nel prossimo paragrafo cercheremo di rendere quantitative queste impressioni.

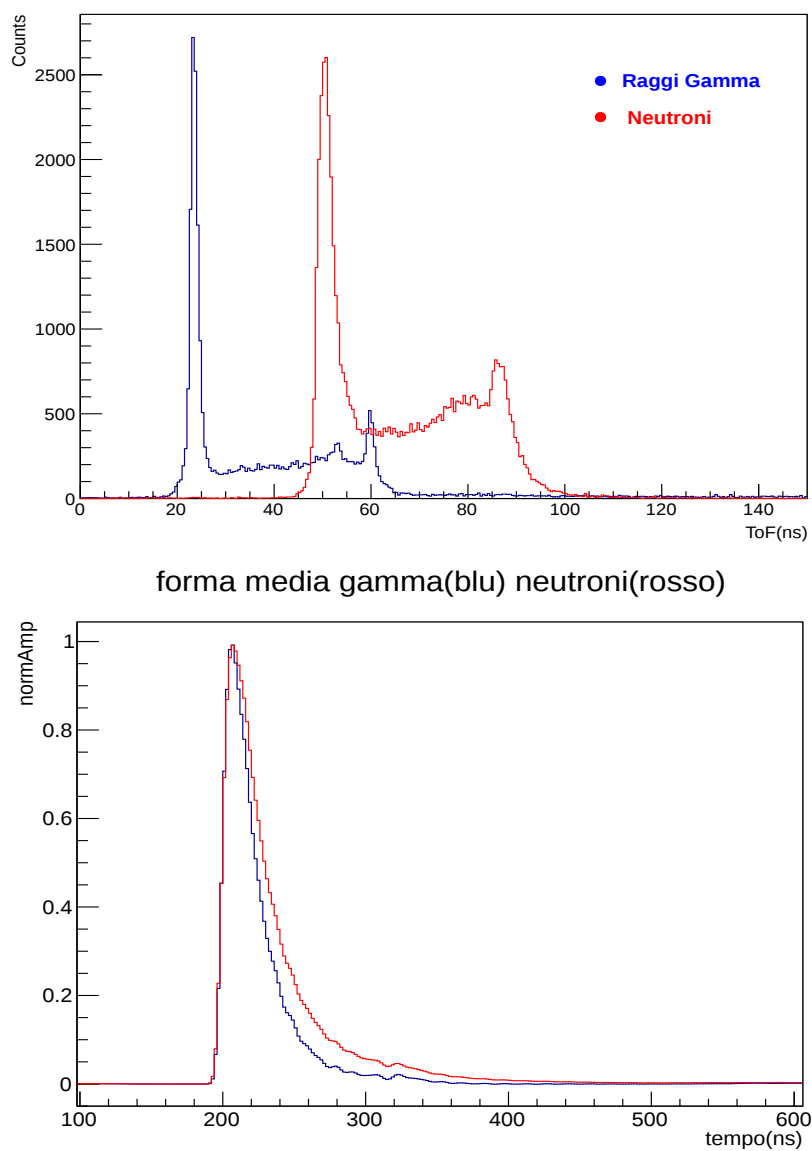


Figura 4.15: Separazione dello spettro di ToF nelle varie componenti (sopra) e forme medie ottenute dopo il taglio rettangolare per il metodo PGA (sotto).

4.4.4 Risultati

La qualità dell'identificazione raggiungibile con i tre diversi algoritmi utilizzati può essere valutata calcolando un Fattore di Merito (FoM), definito coem segue:

$$FoM = \frac{S}{FWHM_{\gamma} + FWHM_n} \quad (4.2)$$

dove S è la separazione dei picchi delle due distribuzioni e FWHM (Full width at half maximum) è la loro larghezza a metà altezza.

I fattori di merito sono calcolati usando le proiezioni monodimensionali del parametro PSD, mostrate nelle figure 4.16, 4.17 e 4.18 rispettivamente per gli algoritmi CC, ZCO e PGA. I parametri per il calcolo del FoM (eq. 4.2) sono ricavati usando un fit gaussiano sulle distribuzioni di raggi gamma e neutroni.

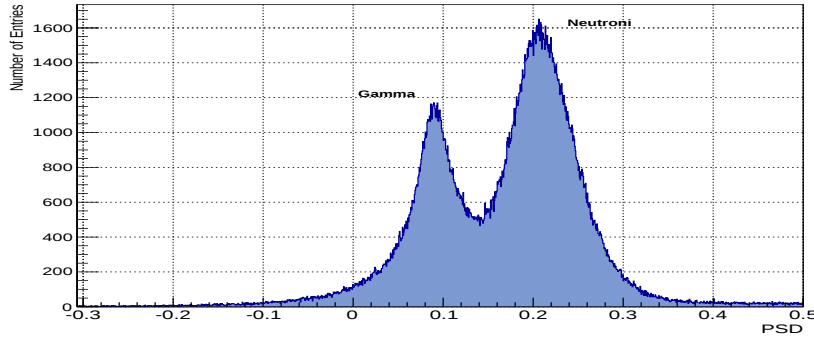


Figura 4.16: Distribuzione del PSD ottenuto dal metodo Charge Comparison.

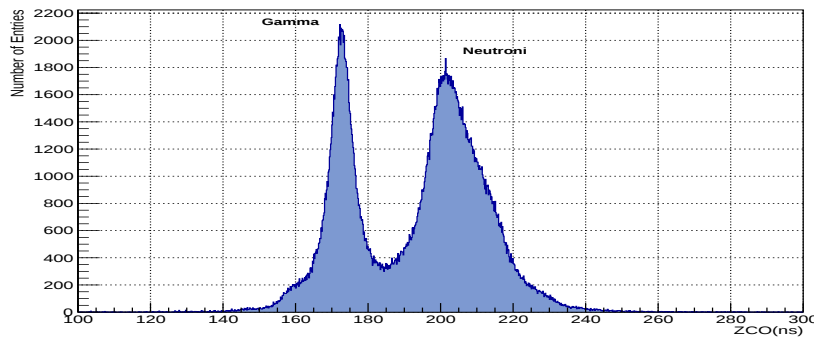


Figura 4.17: Distribuzione PSD ottenuto dal metodo dello Zero Crossing.

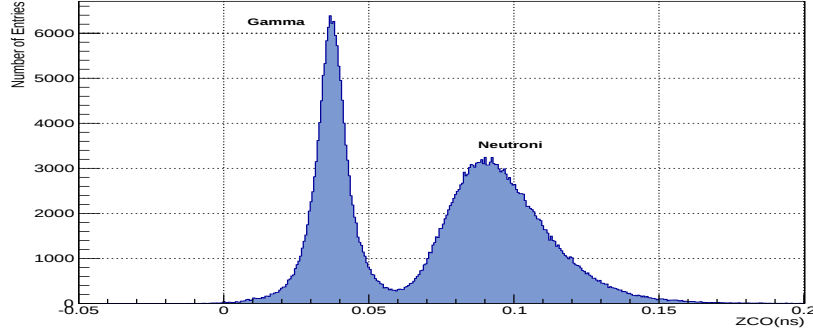


Figura 4.18: Distribuzione del PSD ottenuto con la tecnica del PGA.

Algoritmo	FoM
Charge Com.	$0,787 \pm 0,002$
ZCO	$1,285 \pm 0,004$
PGA	$1,026 \pm 0,002$

Tabella 4.1: Forme di merito ottenute per i tre algoritmi

In tabella 4.1 sono elencati i valori dei FoM, per ciascun algoritmo, con il relativo errore calcolato come segue:

$$\Delta FoM = \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(FWHM_\gamma + FWHM_n)}{FWHM_\gamma + FWHM_n}\right)^2} * FoM \quad (4.3)$$

Le figure 4.19 e 4.20 mostrano, invece, l'andamento dei fattori di merito in funzione dei parametri utilizzati per il calcolo del PSD negli algoritmi ZCO e PGA. I fattori di merito indicano che lo ZCO fornisce risultati migliori. Anche con il PGA si ottiene una buona separazione ma la larghezza delle distribuzioni implica valori numerici inferiori di FoM.

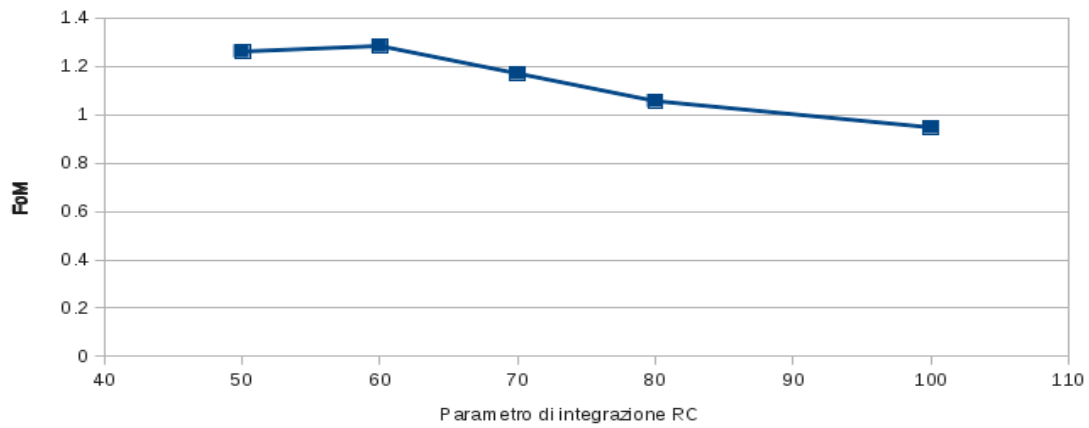


Figura 4.19: FoM in funzione del parametro di integrazione.

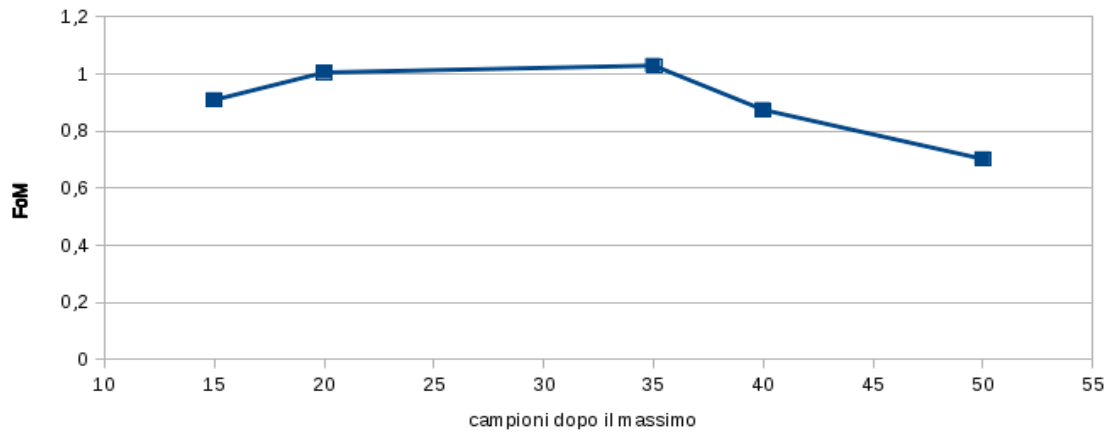


Figura 4.20: FoM in funzione dell'ampiezza di discriminazione.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi ci siamo occupati della rivelazione dei neutroni utilizzando scintillatori organici liquidi commerciali. Nel primo capitolo abbiamo illustrato i principali meccanismi di interazione dei neutroni con la materia e le tecniche utilizzate per misurarne l'energia. Nel secondo capitolo abbiamo mostrato gli algoritmi utilizzati per l'identificazione del tipo di radiazione incidente (limitandoci al caso di raggi gamma e neutroni) sfruttando la conoscenza delle caratteristiche temporali dell'emissione luminosa negli scintillatori organici liquidi. A questo scopo sono state presentate tre tecniche digitali di analisi della forma dell'impulso (PSA): Charge Comparison, Zero Crossing e Pulse Gradient Analysis. Sono state analizzate le varie caratteristiche di ogni metodo e mostrati alcuni risultati pubblicati in letteratura [12, 13]. Uno di questi algoritmi (ZCO) è stato utilizzato per la misura della sezione d'urto della reazione ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},n){}^8\text{B}$, come illustrato nel capitolo 3. L'uso di questo algoritmo di discriminazione, combinato con la tecnica del tempo di volo, ha permesso di ottenere una distribuzione angolare sperimentale utile per studi di produzione dell'isotopo radioattivo ${}^8\text{B}$. L'applicazione degli algoritmi di analisi delle forme su un insieme di dati ottenuti con un digitalizzatore a 500 MSample/s e 14 bit, capitolo 4, ha permesso di effettuare un confronto tra i vari algoritmi. Per il confronto quantitativo è stato utilizzato il metodo della Figura di Merito (FoM). In base alla FoM e alla capacità di distinguere nello spettro di tempo di volo, lo ZCO risulta migliore degli altri due. Anche il metodo del pulse gradient analysis (PGA) mostra delle buone prestazioni e si presta ad un serie di applicazioni per la discriminazione in tempo reale. Il Charge Comparison, invece, risulta avere una risoluzione inferiore agli altri due.

Nuovi tipi di scintillatori organici, in fase di studio avanzata nell'ambito del progetto ORIONE dell'INFN, sembrano dare risultati promettenti in termini di discriminazione in forma. La figura 4.21 mostra uno spettro preliminare ottenuto applicando il metodo dell'integrazione lenta e veloce su dati presi nelle stesse condizioni sperimentali di quelli utilizzati in questo lavoro di tesi. Si osserva una buona separazione in due classi di eventi anche se l'analisi e l'ottimizzazione degli algoritmi è ancora in corso. La validazione di questi risultati tramite la correlazione con gli spettri di tempo di volo potrà confermare le eccellenti proprietà di discriminazione che sembrano emergere da questa analisi preliminare, aprendo nuovi scenari per la rivelazione dei neutroni con nuovi scintillatori

siliconici eco-compatibili.

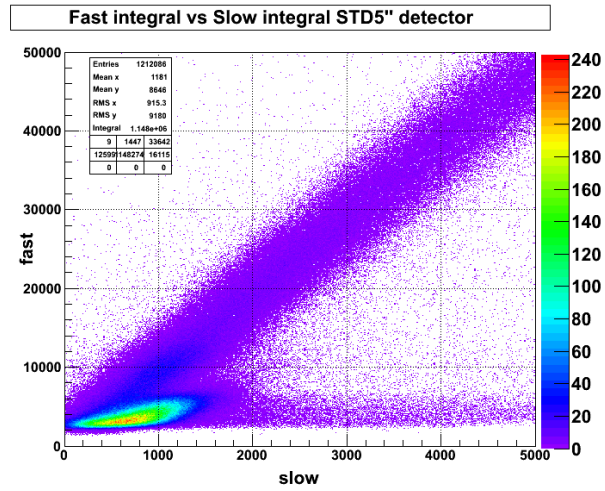


Figura 4.21: Spettro preliminare per la correlazione integrale lento vs veloce per uno scintillatore siliconico del progetto ORIONE.

Bibliografia

- [1] Kenneth S.Krane; Introductory Nuclear Physics; John Wiley & Sons Ltd, 1988
- [2] <http://www.crystals.saint-gobain.com/>
- [3] G. F. Knoll; Radiation Detection and Mesurement, second edition; John Wiley & Sons Ltd, 1989
- [4] The Free Enciclopedia Wikipedia: www.wikipedia.org/wiki/OrbitaleMolecolare
- [5] BC501 Data Sheet;www.detectors.saint-gobain.com
- [6] EJ-301 Data Sheet;www.eljenttecnology.com
- [7] The Free Enciclopedia Wikipedia: www.wikipedia.org/ForesterResonanceEnergyTransfer
- [8] Matteo Tartari; Tesi Laurea Triennale Fisica:Scintillatori siliconici per misure di particelle alfa e raggi gamma in reazioni nucleari.
- [9] Sophocles J.Orfanidis; Introduction to Signal Processing;
- [10] L. Bardelli. Dispense sulla digitalizzazione dei segnali in fisica nucleare.
- [11] L. Bardelli et al.; Nucl. Instr.& Meth. **A521** (2004) 480.
- [12] K.Gamange et al; Nucl. Instr. & Meth. **A642** (2011) 80. A comparison of four different algorithms for pulse-shape discrimination in fast scintillators
- [13] B.D'Mellow et al; Nucl. Instr. & Meth. **A578** (2007) 191-197. Digital discrimination of neutrons and g-rays in liquid scintillators using pulse gradient analysis
- [14] T.R.Edgecock et al Phys.Rev.St Accel. Beams **16**(2013) 10-12. High intensity neutrino oscillation facilities in Europe
- [15] N.Colonna et al; Nucl. Instr. & Meth. **A381** (1996) 471-480. A modular array for neutron spectroscopy in low- and intermediate- energy heaavy-ion reactions

- [16] T.Marchi,V.L.Kravchuk,M.Cinausero,G.Collazuol,F.Gramegna; ^8B production measurement at LNL
- [17] CAEN: www.caen.it
- [18] The ROOT analysis framework; <http://root.cern.ch>