

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**Studio e caratterizzazione
di rivelatori per neutroni
in previsione della sperimentazione
con fasci instabili a SPES**

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Mauro Bruno

Presentata da:
Giulia Guastalla

Correlatori:
Dott. Marco Cinausero
Dott.ssa Sara Carturan

**Sessione II
Anno Accademico 2009 - 2010**

Indice

Introduzione	iv
1 Spettroscopia neutronica nelle reazioni tra ioni pesanti	1
1.1 Le reazioni nucleari	1
1.2 Classificazione delle reazioni tra ioni pesanti	2
1.3 Decadimento del nucleo composto secondo il modello statistico	7
1.4 La densità dei livelli nucleari	12
1.5 La fissione	18
2 La rivelazione dei neutroni	25
2.1 I neutroni lenti	26
2.2 I neutroni veloci	32
2.3 Gli scintillatori commerciali utilizzati	37
2.3.1 BC501	38
2.3.2 EJ212 e EJ254	39
2.4 La discriminazione n- γ	40
2.4.1 La tecnica della <i>Pulse Shape Analysis</i> (PSA)	41
2.4.2 La tecnica del tempo di volo	48
3 RIPEN: un sistema modulare di rivelatori per la spettroscopia neutronica	51
3.1 Descrizione dell'apparato	52
3.2 Test sui rivelatori	56

3.2.1	L'elettronica	56
3.2.2	Guadagno dei fotomoltiplicatori, linearità e calibrazione dei rivelatori	57
3.2.3	La discriminazione n- γ	61
3.3	Test con sistema di acquisizione digitale	63
4	I rivelatori silicnici a scintillazione	65
4.1	Proprietà degli scintillatori plastici	66
4.1.1	Scintillatori per neutroni termici	71
4.2	Produzione dei campioni	72
4.2.1	Composizione	72
4.2.2	Preparazione	76
4.3	Caratterizzazione dei campioni in laboratorio	77
4.3.1	Misure di resa in luce e stabilità	77
4.3.2	Misure di fotoluminescenza	80
4.3.3	Misure IBIL	82
5	Misure di efficienza relativa per la rivelazione dei neutroni	87
5.1	L'apparato sperimentale	87
5.2	La catena elettronica	89
5.3	I campioni	91
5.4	La reazione	91
5.5	Calibrazione dei tempi di volo	92
5.6	Calcoli di efficienza relativa	95
5.6.1	I neutroni moderati	97
5.6.2	I neutroni veloci	99
5.7	Discussione risultati	101
5.8	Test della PSA con il dispositivo Acqiris	102
	Conclusioni	107

A Il progetto SPES	109
A.1 L'acceleratore primario	111
A.2 Il <i>target</i> ed il sistema di estrazione ed ionizzazione	112
A.3 Separatori elettromagnetici e post-acceleratori	114
B I processi di scintillazione	117

Introduzione

Il lavoro descritto in questa tesi è stato svolto nell'ambito della collaborazione NUCL-EX/FAZIA, tra i gruppi delle Università e le sezioni dell'INFN di Bologna, Legnaro, Firenze e Napoli, in collaborazione con l'esperimento ORIONE dell'INFN, per l'ottimizzazione di rivelatori basati su scintillatori organici solidi da utilizzare nella rivelazione di neutroni. Le misure effettuate in questo lavoro di tesi hanno comportato lo sviluppo di competenze nel campo della rivelazione di radiazioni ionizzanti e nel campo dello studio dei materiali scintillanti, tramite l'analisi della luminescenza indotta da diverse sonde e della risposta a particelle cariche e neutre. In aggiunta a questi studi su nuovi tipi di scintillatori, sono state effettuate una serie di misure volte a rimettere in funzione ed aggiornare un apparato di rivelazione di neutroni (RIPEN) già presente presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), ma non più utilizzato da diversi anni.

Le misure dei neutroni sono di interesse sia per la fisica nucleare con fasci stabili che con fasci instabili (progetto SPES), quando si prevedano accoppiamenti di rivelatori di neutroni con apparati di rivelazione di particelle cariche. In particolare, ciò diventerà importante quando si utilizzeranno fasci instabili ricchi di neutroni in reazioni nucleari che possono dare come prodotti un gran numero degli stessi. Nel primo capitolo di questa tesi si illustra la problematica fisica delle reazioni nucleari a bassa energia e, in particolare, si analizzano gli argomenti per i quali la rivelazione di neutroni è importante e può complementare le informazioni ottenute con la misura di particelle

cariche. Una misura contemporanea di neutroni e particelle cariche su tutto l'angolo solido risulta infatti, allo stato attuale, praticamente irrealizzabile.

La rivelazione dei neutroni presenta delle difficoltà sperimentali che sono illustrate nel secondo capitolo di questo lavoro di tesi. In tale contesto, dopo aver introdotto alcuni concetti essenziali sull'interazione neutroni-materia, vengono menzionate le tecniche più diffuse per la rivelazione di neutroni lenti e veloci.

Dalle motivazioni esposte nel primo capitolo segue la necessità di un apparato per la rivelazione di neutroni presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Nel terzo capitolo si descrive quindi la prima parte del progetto sviluppato in questa tesi e cioè la verifica del funzionamento dell'apparato RIPEN. Dopo una descrizione di quest'ultimo vengono analizzate le misure effettuate per verificare il funzionamento dei singoli rivelatori e si descrivono i test effettuati per poter essere in grado di sostituire la vecchia elettronica analogica esistente con una più efficiente elettronica digitale.

Il quarto capitolo è dedicato al progetto di ricerca per lo sviluppo di rivelatori solidi per neutroni basati su scintillatori organici siliconici. Questi dovrebbero permettere di avere un'ottima efficienza di rivelazione assieme a grandi maneggiabilità e possibilità di lavorazione. Si descrivono inizialmente le proprietà degli scintillatori ed il metodo con cui vengono prodotti. Vengono inoltre illustrate le misure effettuate con sorgenti radioattive su diversi campioni allo scopo di selezionare le migliori ricette di produzione, in vista dell'utilizzo dei materiali analizzati come scintillatori per rivelatori, e misure di resa in luce, fotoluminescenza e di *Ion Beam Induced Luminescence* (IBIL), adatte a caratterizzare gli spettri di emissione dei campioni sotto radiazione ionica e a studiare il danneggiamento da radiazione a dosi elevate di esposizione.

Il quinto capitolo è dedicato alle misure effettuate con un fascio di protoni dell'acceleratore CN dei LNL, per la rivelazione di neutroni sia termici che veloci con i nuovi scintillatori ed il confronto con scintillatori tradizionali.

I risultati ottenuti sinora, illustrati nelle conclusioni, sono molto incoraggianti e danno una prima indicazione della possibilità di sostituire, nei prossimi apparati per la rivelazione dei neutroni, scintillatori liquidi con quelli siliconici, che possano fornire prestazioni comparabili o migliori di quelli commerciali, con minori problemi per la costruzione, l'utilizzo e la manutenzione.

Per finire sono state allegate due brevi appendici, la prima che descrive a grandi linee il progetto SPES e la seconda che schematizza i processi di scintillazione.

Capitolo 1

Spettroscopia neutronica nelle reazioni tra ioni pesanti

Lo studio delle reazioni fra ioni pesanti avviene principalmente tramite l'identificazione e l'analisi dei prodotti di reazione, al fine di ricostruirne la sorgente di emissione ed i meccanismi di produzione. La formazione, in molti casi, di sistemi ricchi di neutroni, insieme ad altri fattori esposti in seguito, rendono la rivelazione di questo tipo di particelle particolarmente importante.

Dopo aver introdotto i principali meccanismi che intervengono nelle collisioni fra ioni pesanti, si descrivono quindi alcune tematiche di fisica studiate tramite la spettroscopia neutronica ed i motivi per cui essa risulta fondamentale.

1.1 Le reazioni nucleari

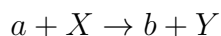
Si parla di “reazione” nucleare quando un nucleo (proiettile), opportunamente accelerato, interagisce con un altro nucleo (bersaglio), generalmente a riposo nel laboratorio. Perché la reazione avvenga è necessario che l'energia del proiettile sia tale da superare le due barriere repulsive presenti: quella coulombiana, determinata dall'interazione tra le cariche del proiettile e

del bersaglio, e quella relativa al potenziale centrifugo, dovuta al momento angolare relativo.

Lo studio dei meccanismi di reazione nucleare permette di indagare le proprietà di nuclei in particolari condizioni di formazione. Mentre fino agli anni '60 le proprietà dei nuclei venivano studiate principalmente con le sonde elettromagnetiche o adroniche di piccola massa allora disponibili (e, p, n, α), con l'avvento di nuovi acceleratori è stato possibile superare le barriere anche per ioni pesanti ($A \geq 16$). Questo ha permesso di studiare una nuova gamma di fenomeni fisici, poichè in tali reazioni si formano nuclei con alta energia di eccitazione ed alto spin. In particolare, il comportamento dei nuclei in condizioni estreme di temperatura, densità, momento angolare, ecc., ha attratto molta attenzione in differenti campi della scienza (astronomia, ecc.) e della tecnologia (metallurgia, fisica biomedica, ecc.).

1.2 Classificazione delle reazioni tra ioni pesanti

Le reazioni nucleari si possono dividere in due categorie tramite un parametro detto "Q-valore della reazione", che indica la variazione di energia cinetica che esse provocano nel sistema. Data la reazione



dove con a e X si indicano rispettivamente proiettile e bersaglio, mentre b ed Y sono i prodotti della reazione (chiamati eiettile e residuo), e a partire dal principio di conservazione dell'energia, per cui

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b$$

(m è la massa e T è l'energia cinetica), si definisce il Q-valore tramite la relazione

$$\begin{aligned}
Q &= m_{iniziale}c^2 - m_{finale}c^2 = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2 = \\
&= T_b + T_Y - T_a - T_X = T_{finale} - T_{iniziale}
\end{aligned}$$

Le reazioni pertanto sono dette:

- esotermiche se $Q > 0$ ($m_{iniziale} > m_{finale}$ e $T_{finale} > T_{iniziale}$), cioè se nella reazione è stata liberata energia sotto forma di energia cinetica dei prodotti,
- endotermiche se $Q < 0$ ($m_{iniziale} < m_{finale}$ e $T_{finale} < T_{iniziale}$), cioè se è stata trasferita energia dal moto relativo ai gradi di libertà interni del sistema.

Per classificare invece i diversi meccanismi di reazione si possono convenientemente utilizzare due parametri:

- l'energia del proiettile
- il parametro d'impatto b , che indica la minima distanza di approccio tra i due ioni interagenti.

Per le interazioni tra ioni pesanti a bassa energia può essere usato un concetto classico come il parametro d'impatto poichè la lunghezza d'onda associata al moto relativo e all'energia del proiettile è molto maggiore rispetto al raggio del nucleo bersaglio. E' possibile mantenere una descrizione non relativistica anche alle energie raggiungibili con gli acceleratori Tandem ed Alpi, disponibili presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, dato che la velocità del proiettile risulta essere molto minore della velocità della luce.

E' importante considerare un particolare parametro d'impatto, definito di *grazing*, corrispondente al valore del parametro d'impatto al di sopra del quale le forze nucleari diventano trascurabili, o, più precisamente, la sezione

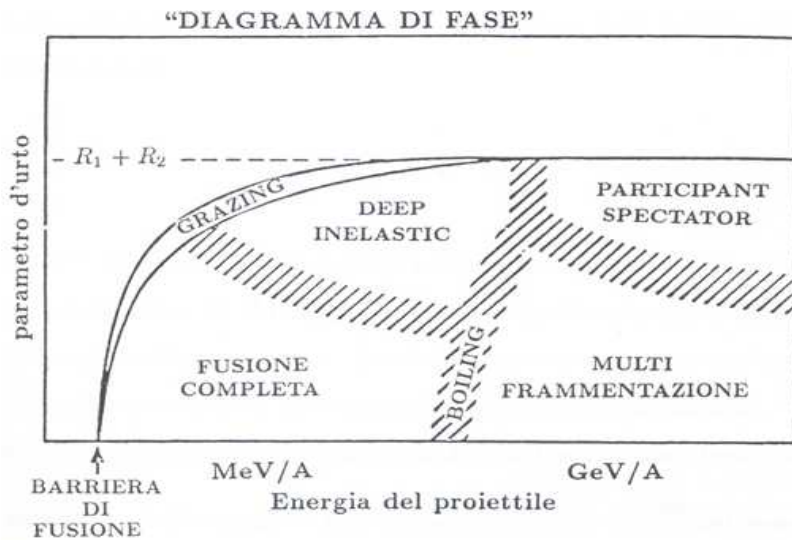


Figura 1.1: schema delle reazioni fra ioni pesanti in funzione del parametro d'urto e dell'energia di bombardamento.

d'urto elastica nucleare è inferiore o uguale ad un quarto della sezione d'urto coulombiana (data dalla formula di Rutherford).

Si possono dunque identificare tre intervalli di energia di bombardamento, all'interno dei quali si possono distinguere i processi più probabili a seconda del parametro d'impatto, come mostrato in figura 1.1:

- zona di bassa energia ($E_{beam} \leq 10 \text{ MeV/A}$)

Per piccoli parametri d'impatto, ovvero al di sotto del valore di *grazing*, il fenomeno principale è la fusione completa. In tale processo il proiettile è assorbito completamente dal bersaglio e gli trasferisce tutta la quantità di moto iniziale ed il momento angolare. Si forma quindi un unico sistema, detto “nucleo composto”, la cui energia di eccitazione è pari a

$$E^* = E_{cm} + Q$$

Questa energia viene ridistribuita a tutti i nucleoni, tramite il processo detto di “termalizzazione”, e il sistema raggiunge l'equilibrio termodinamico. In questa fase, secondo l'ipotesi di indipendenza di Bohr [1],

il nucleo perde informazioni sul modo in cui si è formato e decade in canali dipendenti solamente dall'energia di eccitazione e dal suo spin. Una buona descrizione teorica del decadimento è data da un modello di tipo statistico, che verrà descritto nel paragrafo 1.3.

Per parametri d'impatto maggiori, ma comunque all'interno del valore di *grazing*, si hanno le reazioni dette "profondamente inelastiche" (*deep inelastic collision*). Si ha la formazione di un sistema dinucleare in cui sostanzialmente vi è un grande scambio di energia e momento angolare dal moto relativo ai gradi di libertà interni e i due ioni mantengono parzialmente la loro identità. Quando il sistema si rompe, si osservano due frammenti simili al proiettile e al bersaglio, detti rispettivamente PLF (*projectile like fragment*) e TLF (*target like fragment*), che si diseccitano emettendo particelle leggere e γ .

Per parametri d'impatto crescenti, la massa di questi frammenti è sempre più simile al proiettile e al bersaglio, mentre per valori superiori al *grazing* si hanno processi di trasferimento di pochi nucleoni, diffusione quasi elastica ed eccitazione coulombiana del proiettile e del bersaglio. Uno schema dei principali meccanismi di reazioni coinvolti in questa zona di energia e classificati secondo il parametro d'impatto è mostrato in figura 1.2.

- zona di energia intermedia ($10 \leq E_{beam} \leq 100$ MeV/A)

Questa regione comprende le energie superiori all'energia del livello di Fermi, ovvero lo stato legato più alto del nucleo, ed inferiori a quelle relativistiche.

Per parametri d'impatto al di sotto del *grazing* domina il processo di fusione incompleta, in cui il proiettile non è totalmente assorbito dal bersaglio e non vi trasferisce totalmente la propria quantità di moto. La parte non assorbita, chiamata PLF come nel caso della reazione pro-

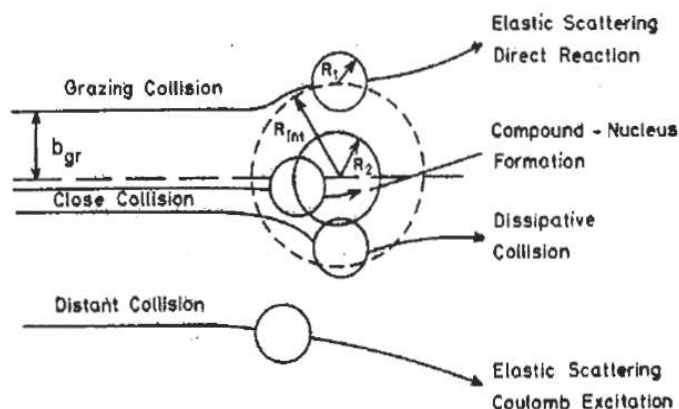


Figura 1.2: classificazione delle reazioni fra ioni pesanti in base al parametro d'impatto per basse energie del proiettile ($E/A \leq 10 \text{ MeV}$).

fondamente inelastica, può risultare eccitata e decadere. Il nucleo formato, invece, dal bersaglio e dalla parte di proiettile assorbita, seguirà le leggi di decadimento del nucleo composto. Nonostante l'energia di eccitazione ed il momento angolare siano minori di quelli che si avrebbero nel caso di fusione completa, il nucleo fuso può avere sufficiente energia di eccitazione per dar luogo al fenomeno della frammentazione, nel quale il nucleo si rompe in diversi frammenti, o al fenomeno di multi-frammentazione, per cui questa rottura avviene in tempi molto brevi ($\approx 100 \text{ fm}/c$).¹

- zona di più alta energia ($E_{beam} \geq 100 \text{ MeV}/A$)

Per queste energie si può distinguere la parte di nucleoni nella zona che si sovrappone fra proiettile e bersaglio (“zona partecipante”) e la parte di nucleoni restanti del proiettile e del bersaglio (“zona spettatrice”). Per la zona partecipante si raggiungono energie di eccitazioni talmente elevate che in tempi brevi il bersaglio esplode: oltre al fenomeno di multi-frammentazione, vengono emessi anche μ , π , κ , ecc., e si osservano fenomeni collettivi come flussi radiali e/o ellittici. Per la zona spetta-

¹ $1 \text{ fm}/c \approx 10^{-15} \text{ m}/(3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}) \approx 3.3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$.

trice si ha la formazione di PLF e TLF, con energie di eccitazione comparabile a quelle delle reazioni centrali ad energie intermedie, sufficienti per portare al fenomeno di multi-frammentazione.

Per le reazioni di fusione, a partire da energie di circa 15 MeV/A, si deve tener presente anche un fenomeno chiamato “*emissione di pre-equilibrio*”. Questo consiste nel trasferimento, dal proiettile ad alcuni nucleoni del sistema *proiettile + bersaglio*, di una frazione di energia che supera l’energia di legame di particella e che provoca di conseguenza l’emissione di singoli nucleoni o particelle leggere, prima del raggiungimento dell’equilibrio, che portano ad una energia di eccitazione del sistema composto minore di quella teorica. Nell’analisi dei dati sperimentali è necessario mettere a punto metodi per discriminare particelle di pre-equilibrio da quelle emesse dal sistema termalizzato. Questo effetto aumenta con l’energia relativa fra i due ioni, ma non può essere trascurato nemmeno per reazioni di energia appena superiore alla barriera coulombiana agente tra i due, specie se proiettile e bersaglio sono molto diversi in massa.

1.3 Decadimento del nucleo composto secondo il modello statistico

Come spiegato nel paragrafo precedente, la formazione di un nucleo composto (CN) avviene in seguito a reazioni di fusione, sia completa che incompleta, ovvero in quelle reazioni in cui l’energia ed il momento angolare del proiettile vengono trasferiti più o meno completamente dal moto relativo ai gradi di libertà interni del sistema.

Nel caso di proiettili leggeri (α , p, n) e con bassa energia, il CN viene formato in stati eccitati che presentano strette risonanze isolate nelle sezioni d’urto. All’aumentare della massa e dell’energia del proiettile, il numero di questi stati aumenta e le risonanze iniziano a sovrapporsi. Nel caso in cui entrambi

i nuclei siano pesanti ($A > 16$), la complessità del sistema diventa tale che il problema non si può più trattare in termini di stati singoli. Per trattare i meccanismi di diseccitazione del CN è stato pertanto sviluppato il cosiddetto “modello statistico”, nel quale i canali accessibili non vengono considerati singolarmente ma mediati su un intervallo di energia. Si introduce quindi il concetto di “densità dei livelli nucleari” (NLD), definito come il numero di stati presenti in un certo intervallo energetico. Questo modello si basa inoltre sull’assunzione, nota come ipotesi di indipendenza di Bohr, per la quale il CN ha perso memoria del canale di formazione e il suo decadimento, di conseguenza, non ne viene influenzato. Il nucleo ha raggiunto infatti un equilibrio statistico, che può essere quindi descritto tramite concetti termodinamici come l’entropia e la temperatura.

Sulla base di queste considerazioni, il modello predice quali sono i canali accessibili per il suo decadimento. Partendo dalla regola d’oro di Fermi, dato un nucleo di massa A , ed energia di eccitazione E^* , la probabilità di transizione per unità di tempo, da uno stato iniziale i ad uno stato finale f , è data da [2]:

$$\frac{dN_{i \rightarrow f}}{dt} \propto |M_{i \rightarrow f}|^2 \rho_f$$

dove $M_{i \rightarrow f}$ è la matrice di transizione e ρ_f è la densità degli stati finali. In accordo con quanto affermato dall’ipotesi di Bhor, le matrici di transizione devono essere considerate uguali per qualunque stato finale e si ottiene pertanto che la probabilità di osservare un certo stato dipende unicamente dalla densità dei livelli.

Descrivendo ora con un approccio microcanonico un nucleo isolato, si applica la regola di Fermi nel caso in cui lo stato finale f corrisponda all’emissione, da parte di un nucleo genitore i , di una particella b , con spin s ed energia cinetica compresa tra ϵ e $\epsilon + d\epsilon$. La probabilità per questo processo ($i \rightarrow b + f$) si può esprimere come [2]:

$$P_b(\epsilon)d\epsilon = \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E^*)}(2s+1)\frac{4\pi p^2}{h^3}\sigma_c(\epsilon)d\epsilon \quad (1.1)$$

dove p è il momento della particella b , h la costante di Planck. La sezione d'urto di cattura (o di fusione) σ_c della particella b da parte del nucleo f , compare in seguito all'utilizzo, nella derivazione di questa formula, del principio del bilancio dettagliato, il quale collega il decadimento del nucleo con il suo processo inverso tramite il principio di invarianza temporale (*time-reversal*).

La probabilità di popolazione di un determinato stato così ottenuta, indica che un canale di diseccitazione è maggiormente favorito se il numero di canali accessibili nello stato finale è grande, ed enfatizza quindi il ruolo chiave che la NLD ricopre nella diseccitazione del nucleo composto. Questo è uno dei concetti fondamentali del modello statistico.

Utilizzando ora l'espressione nota dalla termodinamica che lega l'energia di eccitazione E^* all'entropia S [2]:

$$S = \ln(\rho(E^*))\Delta E^* \quad (1.2)$$

e la definizione di temperatura [2], data sempre nell'ambito microcanonico,

$$\beta = \frac{1}{T} = \frac{dS}{dE^*} \approx \frac{\Delta \ln(\rho(E_*))}{\Delta E^*} \quad (1.3)$$

si ricava l'evoluzione della NLD con l'energia di eccitazione

$$\rho(E^*) \propto e^{E^*/T} \quad (1.4)$$

un altro degli ingredienti principali del modello statistico.

Da qui si deduce che per alte energie di eccitazione il valore della NLD diventa molto elevato, dando luogo alla cosiddetta regione del continuo.

Mentre i livelli discreti (a pochi MeV) e quelli nella zona delle risonanze neutroniche (tra i 7 e i 10 MeV) sono ben determinati dallo studio di reazioni

di *scattering* inelastico², per ottenere l'andamento della NLD, in funzione dell'energia di eccitazione, nella zona del continuo si possono analizzare gli spettri di evaporazione del nucleo composto (come verrà descritto nel paragrafo successivo). In figura 1.3 [3] è mostrato, a titolo di esempio, lo spettro di neutroni evaporati ottenuti nella reazione $^{55}\text{Mn}(d, n)^{56}\text{Fe}$, con una energia di bombardamento di 7 MeV. L'andamento di questo grafico è di tipo maxwelliano, in accordo con l'espressione che si ottiene normalizzando a una la (1.1) [2]:

$$P_b(\epsilon) = \frac{\epsilon - B_b^{Coul}}{T^2} e^{-(\epsilon - B_b^{Coul})/T} \quad \text{per} \quad \epsilon \geq B_b^{Coul} \quad (1.5)$$

dove B_b^{Coul} è la barriera coulombiana associata all'emissione della particella b , che è zero nel caso di emissione di neutroni, e T è la temperatura del nucleo finale.

I diversi modi di decadimento sono classificati in base al tipo di prodotti emessi: γ , nucleoni, *clusters*³ o frammenti di fissione. Lo schema di figura 1.4 mostra alcune tipiche catene di decadimento per un nucleo composto leggero ($A \leq 60$) nel piano individuato dall'energia di eccitazione (E_{ex}) e dal momento angolare (J) dello stesso.

Si ha emissione di γ prevalentemente per energie di eccitazione minori dell'energia di legame dei nucleoni, cioè presso la linea *yrast*, definita come la sequenza di stati a più bassa energia per un dato momento angolare. I γ di alta energia possono anche essere emessi molto sopra la linea *yrast*, in competizione con l'evaporazione di particelle. In questo caso provengono da una particolare eccitazione collettiva del nucleo composto, detta "risonanza gigante di dipolo" (GDR), in cui i protoni e i neutroni oscillano in controfase con una forza di richiamo che è quella nucleare.

²*Scattering* inelastico: reazione di diffusione in cui vi è scambio di energia tra proiettile e bersaglio ed uno dei due, o entrambi, risultano in uno stato eccitato.

³aggregato di nucleoni legati dalla forza nucleare.

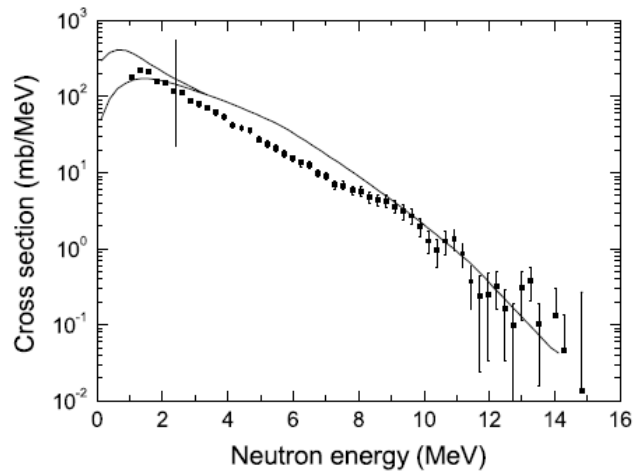


Figura 1.3: spettro di evaporazione di neutroni per la reazione $^{55}\text{Mn}(d, n)^{56}\text{Fe}$. I punti indicano i dati sperimentali, la linea continua mostra lo spettro calcolato con un programma di simulazione. La linea verticale indica il limite, per l'energia dei neutroni, oltre il quale il contributo del primo stadio di decadimento è maggiore del 90% della produzione totale (vedi paragrafo 1.4) [3].

L'emissione di particelle cariche, invece, è più o meno favorita nei confronti di quella neutronica a seconda del rapporto N/Z , in riferimento all'isotopo stabile più vicino e a seconda dell'altezza della barriera coulombiana. Per nuclei con alto numero atomico si ha una barriera per le particelle cariche che rende più probabile l'emissione di neutroni.

Per quanto riguarda l'emissione di *cluster*, come le particelle α , essa è determinata dal momento angolare: dato che questa sottrae al nucleo frazioni maggiori di momento angolare rispetto ai singoli nucleoni, è favorita in caso di alto spin del sistema.

La fissione, infine, comincia ad essere un canale di diseccitazione importante per nuclei con numero di massa $A \geq 150$ e diventa dominante per $A \geq 240$, a causa della forte instabilità di tali nuclei.

Una spiegazione del fatto che i neutroni risultano favoriti nei decadimenti di

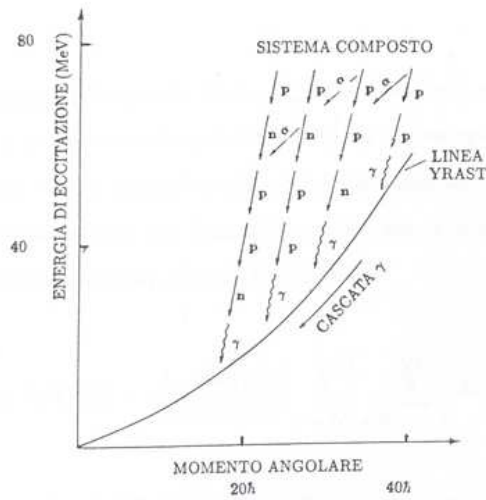


Figura 1.4: esempi di catene di decadimento per nuclei composti leggeri ($A \leq 60$) nel piano individuato dall'energia di eccitazione (E_{ex}) e dal momento angolare (J) del CN.

nuclei pesanti la si può ottenere dall'integrazione della (1.5), eseguita prima della normalizzazione, per cui [2]:

$$P_b \propto \rho(E^* - Q_b - B_b^{Coul})$$

da cui si ricava che la probabilità di decadimento, a parità di Q-valore, è maggiore per particelle per cui la barriera coulombiana è nulla, come nel caso dei neutroni.

1.4 La densità dei livelli nucleari

La densità dei livelli nucleari costituisce, come visto nel paragrafo precedente, un parametro fondamentale per la comprensione dei meccanismi legati al nucleo composto e quindi, più in generale, della struttura del nucleo stesso.

La sua trattazione è stata sviluppata nell'ambito del modello a gas di Fermi, ovvero considerando il nucleo come un gas di A fermioni non interagenti, chiusi in un volume fisso

$$V = \frac{4\pi}{3}R^3 \quad \text{con} \quad R = r_0A^{1/3},$$

con r_0 pari al raggio di un nucleone ($\approx 1.25 \cdot 10^{-15}m$). I nucleoni, secondo questo modello, si muovono in maniera indipendente in una buca sferica di potenziale, a pareti infinite, generata dal campo medio dei nucleoni stessi. Conviene introdurre, ancora una volta, un approccio termodinamico e considerare il nucleo come un sistema grancanonico, caratterizzato da una temperatura T e un potenziale chimico μ ⁴. Partendo dalla somma degli stati a particella singola ed effettuando la media di questi per un dato intervallo di energia, si introduce la dipendenza dell'energia di eccitazione con la temperatura tramite la relazione (1.3) citata nel paragrafo precedente, e si ottiene l'espressione [4]:

$$\rho_A(E^*) = \rho_A(0)e^{2\sqrt{aE^*}} \quad (1.6)$$

detta “formula di Bethe”. In essa è presente sia la crescita esponenziale della NLD con l'energia di eccitazione E^* , confermata dai dati sperimentali, sia la dipendenza dal numero di massa tramite a , il cosiddetto “parametro della densità dei livelli”, secondo la relazione [4]

$$a = \frac{A}{16}MeV^{-1} \quad (1.7)$$

Il termine a si può considerare come la densità dei livelli all'energia di Fermi $g(\epsilon_F)$ tramite l'espressione [4]

⁴Il potenziale chimico μ è il parametro di un sistema grancanonico che garantisce la conservazione “in media” delle cariche. È dato da $\mu = \sum_j \mu_{Q_j} \cdot Q_j$, dove Q_j sono le cariche conservate, μ_{Q_j} i potenziali chimici che garantiscono che le cariche Q_j siano “in media” conservate nell'intero sistema, μ l'energia necessaria per aggiungere al sistema una particella con carica Q_i

$$a = \frac{\pi^2}{6} g(\epsilon_F)$$

dove $\epsilon_F \approx 40 \text{ MeV}$.

L'inconsistenza dei valori previsti dal modello con le misure sperimentali, dalle quali si può evidenziare che il parametro a varia in funzione dell'energia di eccitazione, suggerisce una revisione delle ipotesi semplificatrici iniziali. Il modello, infatti, in accordo con le assunzioni di particelle indistinguibili, non interagenti, ecc., non tiene conto di effetti pari-dispari, di effetti di *shell*, o di altri fenomeni nucleari importanti. Sono state quindi proposte modifiche semiempiriche alla formula (1.6) tali da mantenere lo stesso andamento con l'energia di eccitazione, ma introducendo uno o più parametri liberi da determinare con dati sperimentali.

Ad esempio, nella cosiddetta “formula di Bethe backshifted”, si sottrae all'energia prevista dal modello a gas di Fermi il termine E_1 , che comprende gli effetti della struttura periodica a *shell* [5]:

$$\rho(E^*) = \frac{e^{2\sqrt{a(E^* - E_1)}}}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4}(E^* - E_1)^{5/4}} \quad (1.8)$$

dove σ è il parametro detto di “spin cut-off”, legato al momento d'inerzia del nucleo.

Il parametro della densità dei livelli a ed E_1 sono in questo caso variabili, il cui valore è da stimare tramite un fit degli spettri sperimentali ottenuti per un gran numero di nuclei. Il punto cruciale di questo modello è che fornisce una descrizione ragionevole della NLD solo nell'intervallo di pochi MeV attorno alle energie di eccitazioni per cui è fatto il fit. Si verifica, infatti, che il parametro a , ricavato all'energia di legame dei neutroni (5 - 10 MeV), predice un numero di livelli troppo basso per le energie vicino allo stato fondamentale e troppo alto per energie sopra i 15 MeV.

Poichè i valori nella zona dei livelli discreti sono ben determinati da una formula empirica detta “a temperatura costante” [6]:

$$\rho = \frac{1}{T} e^{\frac{E^* - E_1}{T}} \quad (1.9)$$

per ottenere i valori della NLD nelle zona intermedia, tra i livelli discreti e l'energia di legame dei neutroni, si utilizza una interpolazione delle due funzioni.

Per la misura della NLD ad energie di eccitazioni superiori alla zone di risonanze neutroniche, invece, si può effettuare lo studio degli spettri di evaporazione del CN [7]. Per estrarre i valori della NLD in tale regione è stato sviluppato un metodo non legato ai modelli teorici e che, anzi, si propone di fornire vincoli per questi ultimi, in modo da poterne migliorare le capacità di previsione. Il metodo prevede di calcolare un valore di NLD (ρ_{calc}) per energie di eccitazione nella zona del continuo, tramite i parametri estratti nella zona dei livelli discreti, e di rinormalizzarlo, per ottenere il valore sperimentale (ρ_{sper}), tramite l'espressione [6]:

$$\rho_{sper} = \rho_{calc} \frac{(d\sigma/d\epsilon)_{sper}}{(d\sigma/d\epsilon)_{calc}}$$

dove $d\sigma/d\epsilon_{sper}$ è il valore di sezione d'urto differenziale estratto dagli spettri, mentre $d\sigma/d\epsilon_{calc}$ è il valore di sezione d'urto calcolato tramite il formalismo di Hauser Feshbach, in funzione di ρ_{calc} .

Un esempio della potenza di tale metodo è riportato in figura 1.5, dove l'andamento della NLD ottenuto da spettri di evaporazione del CN (sempre per il caso di ^{56}Fe) è confrontato con le previsioni del modello a gas di Fermi, calcolate con parametri ricavati dalla zona dei livelli discreti e delle risonanze neutroniche, e con un modello microscopico [3]. Si osserva che i valori di NLD previsti dipendono fortemente dai modelli di partenza assunti, e che i valori ottenuti da questi ultimi si discostano da quelli ricavati dagli spettri di evaporazione, in particolar modo per le energie di eccitazione maggiori.

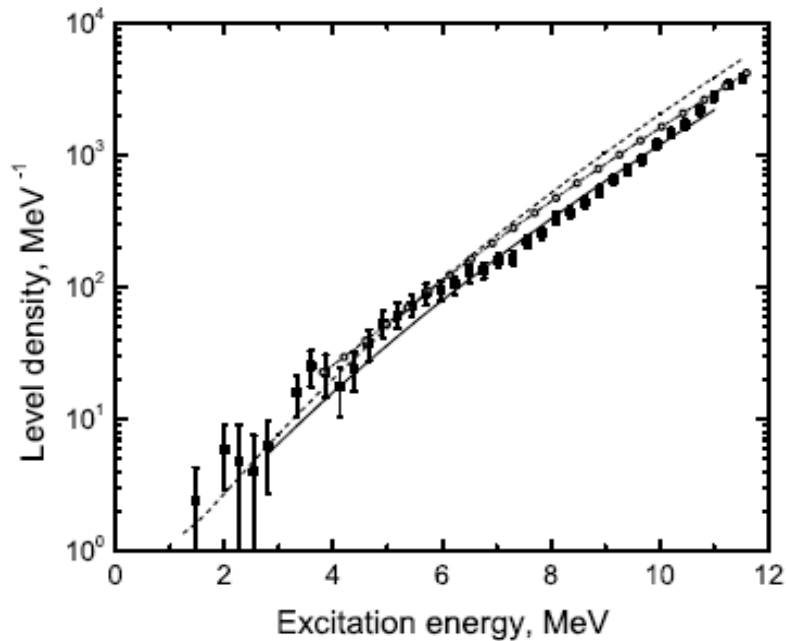


Figura 1.5: NLD estratta dagli spettri di evaporazione di neutroni da un un nucleo di ^{56}Fe (punti pieni) confrontata con i valori calcolati secondo il modello a gas di Fermi (linea tratteggiata) e secondo il modello microscopico (punti vuoti). La linea continua mostra un fit dei dati. Si osserva una sovrastima delle previsioni del modello a gas di Fermi, rispetto ai dati sperimentali, per le energie di eccitazione più alte [3].

Alcuni limiti sperimentali che si incontrano nell'analisi degli spettri sono dati dalla rivelazione di particelle emesse da fasi successive di decadimento e di particelle di pre-equilibrio. Per le prime si intende il caso in cui il CN sia in uno stato eccitato anche dopo il processo di evaporazione ed emetta nuovamente particelle, comportando una distorsione degli spettri di evaporazione. Per evitare questa contaminazione, si utilizzano i dati unicamente della zona a più alta energia dello spettro, assumendo che debbano derivare necessariamente dal primo step di decadimento. Da considerazioni di tipo energetico, alcuni studi [8] hanno permesso di individuare la soglia di energia oltre la quale è stato verificato che il 90% delle particelle deriva dal primo processo di

decadimento, come quella indicata, ad esempio, in figura 1.3 dalla linea verticale . Per quanto riguarda, invece, l'emissione di particelle di pre-equilibrio (vedi paragrafo 1.2), si riduce fortemente tale effetto scegliendo opportune energie del proiettile ed osservando le particelle emesse in direzione opposta rispetto a quella del fascio, in quanto l'emissione di pre-equilibrio è fortemente direzionata in avanti. Tutte queste limitazioni portano al fatto che l'intervallo di applicabilità di tale metodo è ristretto fino a $E^* \approx 25MeV$.

Infine, si prevedono di studiare, in futuri esperimenti, gli effetti sulla NLD che intervengono nei cosiddetti nuclei esotici, ovvero nuclei con un numero maggiore di protoni o di neutroni rispetto ai relativi isotopi o isotoni stabili. Si prevede, ad esempio, che il parametro della densità dei livelli abbia un andamento secondo la relazione [9]:

$$a = \frac{\alpha A}{\exp[\gamma(Z - Z_0)^2]}$$

(con α e γ parametri da estrarre dai dati sperimentali), ovvero si avrebbe una diminuzione della NLD all'aumento del termine " $Z - Z_0$ ", dove Z_0 si riferisce al numero atomico del nucleo stabile con uguale A . Questo si verificherebbe per la minor energia di legame, per cui i livelli di particella singola sarebbero troppo larghi per contribuire alla NLD del CN [9]. In figura 1.6 è mostrata la diminuzione prevista se si considerano solo i livelli la cui larghezza è inferiore a 200 keV.

Ai LNL sono previsti studi di questo tipo all'interno del progetto SPES (*Selective Production of Exotic Species*)[10], ovvero con la realizzazione di una nuova *facility* per accelerare nuclei radioattivi e creare sistemi ricchi di neutroni (vedi appendice A). La possibilità di osservare combinazioni molto asimmetriche di protoni e neutroni, permetterà di scoprire nuovi aspetti della struttura nucleare e nuovi effetti dinamici in condizioni estreme di isospin.

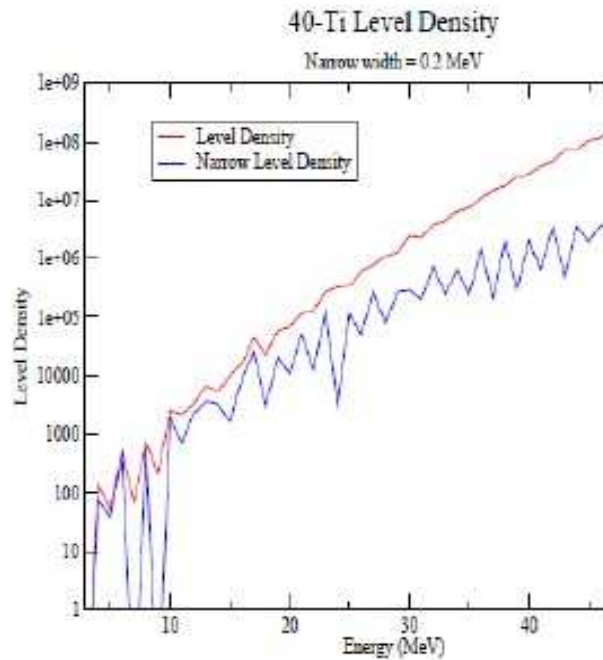


Figura 1.6: NLD calcolata per il ^{40}Ti : la linea rossa include tutti i livelli, la linea blu solo quelli la cui larghezza è inferiore a 200 keV. [6]

1.5 La fissione

Nelle reazioni di fusione, in seguito alla formazione di un nucleo termicamente equilibrato, si verifica, come appena descritto, il decadimento per fissione o per emissione di particelle. Per ioni pesanti, dove la barriera coulombiana è molto alta, l'emissione di neutroni è dominante rispetto all'emissione di altre particelle, per cui si ottiene una buona descrizione del decadimento, se pur approssimata, considerando unicamente la competizione fra fissione ed evaporazione di neutroni.

Se si indica con Γ_f la larghezza per la fissione e Γ_n per l'evaporazione di neutroni, si può quindi considerare che la probabilità di fissionare per un nucleo i sia data da:

$$P_f^i = \frac{\Gamma_f^i}{\Gamma_{tot}^i} \quad \text{dove} \quad \Gamma_{tot}^i = \Gamma_f^i + \Gamma_n^i$$

In apparente contrasto con la descrizione del decadimento del CN secondo il modello statistico, la probabilità che esso avvenga attraverso la fissione non dipende dalla densità degli stati, o da altre proprietà statistiche, del nucleo residuo (ovvero dei frammenti di fissione). Piuttosto, il decadimento è considerato dipendere dalle proprietà del CN nello stato in cui il nucleo inizia ad essere coinvolto dal fenomeno della fissione. Questo stato di transizione, detto “punto di sella” (*saddle point*), si ha in corrispondenza del massimo dell’energia potenziale $E_c(J_i)$ dipendente dal momento angolare e associata alla forma del nucleo (vedi figura 1.7). Pertanto la fissione è trattata dal modello statistico in maniera analoga al decadimento di particelle leggere, se si intende come configurazione finale tale stato di transizione. Ad esso ci si riferisce indicando l’energia di eccitazione finale E_f^* e l’energia di eccitazione ϵ_f , data dall’energia cinetica al punto di sella invece che da quella dei frammenti. Secondo il modello statistico, pertanto, la frequenza con cui un nucleo, con momento angolare J_i , decade tramite fissione, è data da [11]:

$$R_f(E_c^*, J_i; E_f^*, j) = \frac{2J_i + 1}{h} \frac{\rho(E_f^*, j)}{\rho(E_c^*, J_i)}$$

dove

$$E_f^* = E_C^* - B_f - \epsilon_f,$$

h è la costante di Planck ed B_f è la barriera al punto di sella.

In questo approccio statico, la fissione e l’evaporazione di neutroni competono appena il CN ha raggiunto l’equilibrio ed i processi che avvengono oltre il punto di sella sono ignorati, ma è stato dimostrato che questa visione è incompleta e vanno introdotte considerazioni di tipo dinamico.

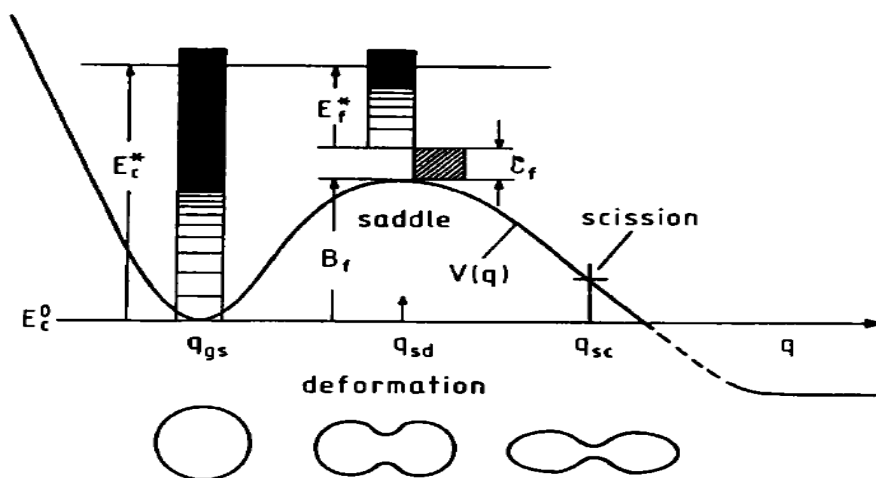


Figura 1.7: schema del decadimento del CN per fissione, in funzione del parametro di fissione “q”, per un nucleo con energia di eccitazione E_c^* . E' mostrato il potenziale di fissione $V(q)$, che indica l'energia di deformazione del nucleo, normalizzato a zero in $q = q_{gs}$ (punto corrispondente allo stato non deformato del nucleo iniziale, cioè dopo la fusione). Il punto di sella, indicato con q_{sd} , coincide con il massimo della deformazione e determina la configurazione finale della fissione. E_f^* , ϵ_f e B_f indicano rispettivamente l'energia di eccitazione al punto di sella, l'energia cinetica e l'energia statica della deformazione (la barriera di fissione). [4]

Dal modello statistico, si prevede che la fissione sia preceduta dall'emissione di neutroni, chiamati appunto “di pre-scissione”, e che la molteplicità media aspettata per questi, da un CN con momento angolare J, sia data da [12]

$$\nu_{pre}^J = \frac{\sum_J (i-1) P_f^i}{\sum_i P_f^i}$$

dove l'indice i rappresenta lo step della catena di decadimento. Il valore da confrontare con i dati sperimentali è la molteplicità di neutroni di pre-scissione ν_{pre} [12]

$$\nu_{pre} = \frac{\sum_J \nu_{pre}^J \sigma_J}{\sum_J \sigma_J}$$

(σ_J è la sezione d'urto parziale di fusione per un dato momento angolare), determinata sperimentalmente misurando la correlazione angolare dei neutroni in coincidenza con frammenti di fissione. Considerando infatti che i neutroni emessi da quest'ultimi sono focalizzati nella loro stessa direzione, tramite gli spettri energetici, è possibile distinguere tra neutroni di pre-scissione e post-scissione. Negli spettri di figura 1.8, i neutroni di pre e post-scissione sono stimati mediante il metodo chiamato “*moving source fit*”, che esegue un fit dei dati sperimentali e distingue le diverse componenti tramite una ricostruzione delle sorgenti di emissione (in questo caso il nucleo prima della scissione ed i due frammenti). Grazie a queste analisi si è dimostrato che a bassa energia di eccitazione e fissilità si ottiene un buon accordo con i calcoli del modello statistico, mentre a più alte energie e/o fissilità, i dati sperimentali eccedono le previsioni [13].

Si può dedurre che la rappresentazione statistica non fornisce una descrizione corretta anche considerando la scala temporale prevista per la fissione dal modello, data da [12]

$$\tau_{stat} = \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}^i}$$

per un certo step i nella catena di evaporazione. Poichè Γ_{tot}^i è grande, dati gli alti valori di energie di eccitazione o di fissilità, questo tempo diventa molto piccolo (10^{-22} s o meno). Tuttavia, un processo complesso come la fissione non può verificarsi in un tempo così breve. Tramite studi idrodinamici è stato calcolato infatti che, considerando la barriera coulombiana pari a zero e senza viscosità, il tempo richiesto perchè il nucleo passi dal punto di sella al punto di fissione è pari a 10^{-21} s. Inoltre, secondo i tempi previsti dal modello statistico, l'emissione di neutroni di pre-equilibrio sarebbe pari a zero, dato che il punto di sella ed il punto di equilibrio coinciderebbero.

Tale trattazione risulta dunque non realistica e può essere integrata considerando effetti dinamici, dato che essi hanno un peso rilevante per sistemi pesanti e ad alto momento angolare, come quelli in questione. Oltre agli effetti dovuti alla viscosità, è stata verificata, ad esempio, l'influenza della deformazione in misure per una reazione con ^{37}Cl di 187 MeV su ^{120}Sn , che forma nuclei composti di ^{157}Ho con energie di eccitazione $E_x = 85\text{MeV}$ e popola stati superdeformati. Si è osservato infatti che la molteplicità dei neutroni emessi prima della fissione si accorda con le simulazioni effettuate considerando un opportuno ritardo temporale τ_d , chiamato “ritardo di fissione” [14]. Si è osservato, inoltre, che questo ritardo, provocando una maggior probabilità di sopravvivenza del CN, favorisce il processo di evaporazione per momenti angolari attorno a $75\hbar$, dove la fissione sarebbe prevista invece prevalere dal modello statistico.

Si può concludere, quindi, che gli effetti dinamici influenzano la competizione tra fusione-evaporazione e fusione-fissione, nel caso di alti momenti angolari, favorendo il primo fenomeno.

Con la sperimentazione SPES (vedi appendice A), si potranno approfondire le conoscenze riguardo il fenomeno della fissione ed i meccanismi che intervengono in esso tramite esperimenti con nuclei in particolari condizioni di instabilità.

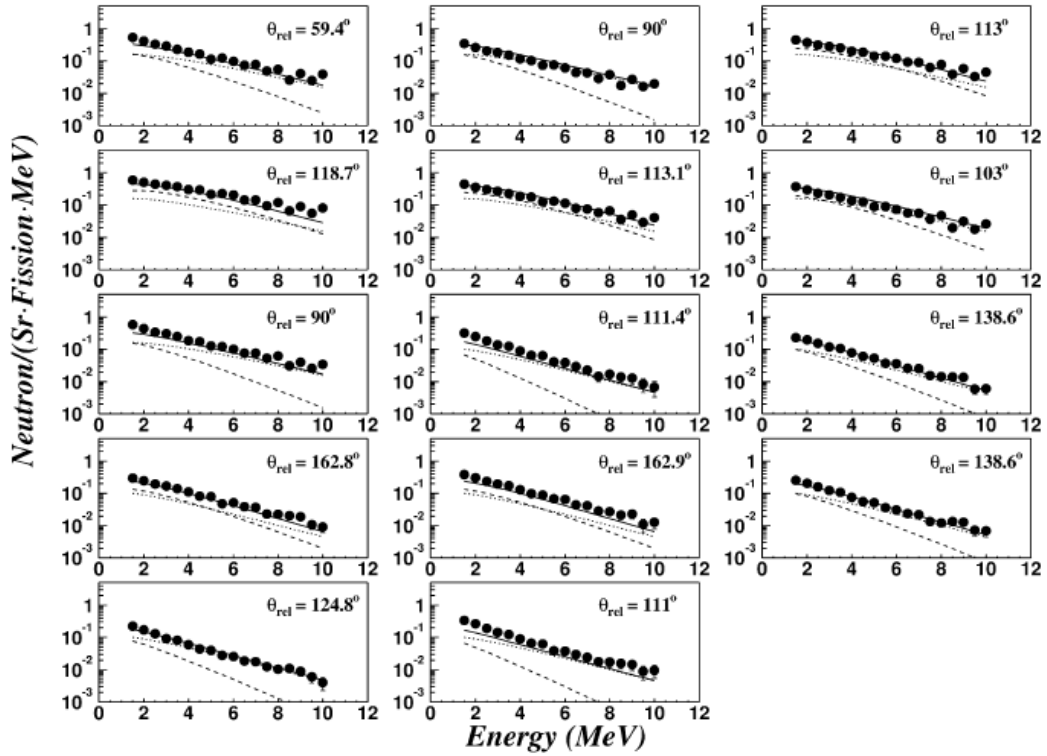


Figura 1.8: spettri energetici sperimentali di neutroni per una reazione $^{28}\text{Si} + ^{232}\text{Th}$, con energia di bombardamento di 340 MeV, per differenti angoli rispetto alla direzione del fascio. Le diverse componenti sono estratte tramite il metodo del “*moving source fit*”: le linee punteggiata, tratteggiata e continua corrispondono rispettivamente ai neutroni di pre-scissione, post-scissione e totali. [13]

Capitolo 2

La rivelazione dei neutroni

Il neutrone è una particella subatomica, con numero di massa pari a 1 e carica elettrica nulla, ed è un costituente fondamentale, insieme al protone, del nucleo dell'atomo.

La sua neutralità rispetto all'interazione coulombiana permette al neutrone la facile penetrazione nel nucleo, conferendogli quindi un ruolo fondamentale nello studio delle reazioni nucleari. Allo stesso tempo, la mancata interazione con gli elettroni atomici dei materiali attraversati (principio su cui si basano molti rivelatori), rende difficile la sua rivelazione, oltre che la schermatura. L'interazione avviene infatti tramite la forza forte, la cui natura a corto raggio comporta una frequenza di interazione minore rispetto a quella della forza elettromagnetica. I neutroni devono infatti avvicinarsi ad una distanza di $\approx 10^{-13} \text{ cm}$ dal nucleo, e poichè la materia normale è costituita soprattutto da spazio vuoto, si spiega il fatto che il neutrone risulta una particella molto penetrante.

Da ciò consegue che i meccanismi di interazione del neutrone dipendono fortemente dall'energia di incidenza. Si osserva infatti che i più energetici reagiscono tramite *scattering* elastico con i nuclei del materiale, di cui si rivela il rinculo, oppure *scattering* anelastico, con conseguente emissione di raggi gamma di diseccitazione. Quelli meno energetici, invece, possono essere

più facilmente catturati dai nuclei e provocare quindi l'emissione di particelle cariche o gamma. La rivelazione, pertanto, avviene per via indiretta: i rivelatori per neutroni, in generale, sono costituiti dalla combinazione di un materiale “bersaglio”, adatto alla conversione, e di un rivelatore convenzionale per i prodotti della reazione.

I neutroni vengono normalmente classificati in base all'energia posseduta, per cui sono detti:

- di alta energia per $E_n > 100 \text{ MeV}$,
- veloci per $100 \text{ keV} < E_n < 100 \text{ MeV}$,
- epitermici per $0.1 \text{ eV} < E_n < 100 \text{ keV}$,
- termici o lenti per $E_n < 0.1 \text{ eV}$.

Tuttavia, per quanto detto, al fine di studiare le diverse tecniche di rivelazione conviene distinguere in due categorie: si parla di neutroni “veloci”, per energie maggiori di 0.5 eV, di neutroni “lenti” per energie inferiori a tale valore.

2.1 I neutroni lenti

Uno dei principali metodi per rivelare i neutroni lenti consiste nello sfruttare le particelle cariche prodotte in reazioni di cattura dei neutroni.

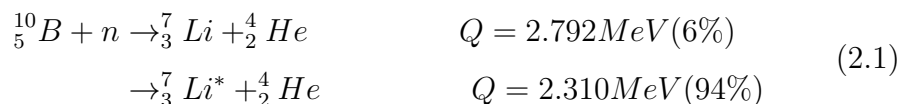
Per queste reazioni, dette **di trasmutazione**, bisogna considerare due aspetti: la sezione d'urto deve essere la più alta possibile e la reazione deve avere un alto Q-valore. Il primo aspetto comporta un'efficienza maggiore, e quindi permette, eventualmente, l'utilizzo di rivelatori di dimensioni minori. Il secondo, invece, è rilevante in quanto determina l'energia del prodotto della reazione: maggiore è questa energia e più facile è la discriminazione dei

neutroni dall'abbondante fondo dei gamma tramite un'analisi della forma dei segnali.

Le principali reazioni di trasmutazione utilizzate per la rivelazione sono [15]:

a) la reazione $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$

Questa è probabilmente la reazione più frequentemente utilizzata per convertire un neutrone lento in una particella direttamente rivelabile (la sezione d'urto per neutroni termici è pari a 3840 b, vedi figura 2.1). Può procedere verso due canali finali:



Il primo lascia il Litio nello stato fondamentale, mentre il secondo in uno stato eccitato.

In entrambi i casi il Q-valore della reazione è molto grande rispetto all'energia del neutrone e lo si può considerare approssimativamente come l'energia rilasciata alla particella alfa ed al Litio. E' importante notare che si ha quindi la perdita di ogni informazione sull'energia del neutrone incidente. Inoltre, avendo una velocità molto piccola, il momento totale dei prodotti di reazione è circa nullo e quindi il Litio e le alfa sono emessi in direzione opposta al proiettile nel sistema del laboratorio. Tramite le leggi di conservazione dell'energia e del momento si possono calcolare le singole energie in uscita delle alfa e del Litio come segue:

$$E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = Q = 2.31\text{MeV} \quad (2.2)$$

$$m_{\text{Li}}v_{\text{Li}} = m_{\alpha}v_{\alpha}$$

$$\sqrt{2m_{Li}E_{Li}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \quad (2.3)$$

Risolvendo le equazioni (2.1) e (2.3) contemporaneamente, per il caso di popolazione dello stato eccitato, si ottiene:

$$E_{Li} = 0.84MeV \quad e \quad E_{\alpha} = 1.47MeV$$

b) la reazione ${}^6Li(n, \alpha){}_1^3H$

Questa reazione, che procede verso lo stato fondamentale del ${}_1^3H$, è scritta:



Pur presentando una sezione d'urto al termico inferiore alle altre (940 b, vedi figura 2.1), questa reazione può essere utile per l'elevato Q-valore.

c) la reazione ${}^3He(n, p){}_1^3H$



La sezione d'urto al termico è maggiore rispetto alle precedenti reazioni (5330 b, vedi figura 2.1).

Sono stati quindi sviluppati rivelatori in grado di sfruttare tali reazioni ed allo stesso tempo di osservarne il prodotto carico. La geometria e le dimensioni del rivelatore hanno un ruolo rilevante. Bisogna infatti evitare l'uscita dal volume del rivelatore dei protoni e delle alfa prodotte, o la loro interazione con le pareti del rivelatore, fenomeni che portano rispettivamente al deposito di una sola parte di energia e alla produzione di segnali di piccola ampiezza (*wall effect*). I principali rivelatori utilizzati sono:

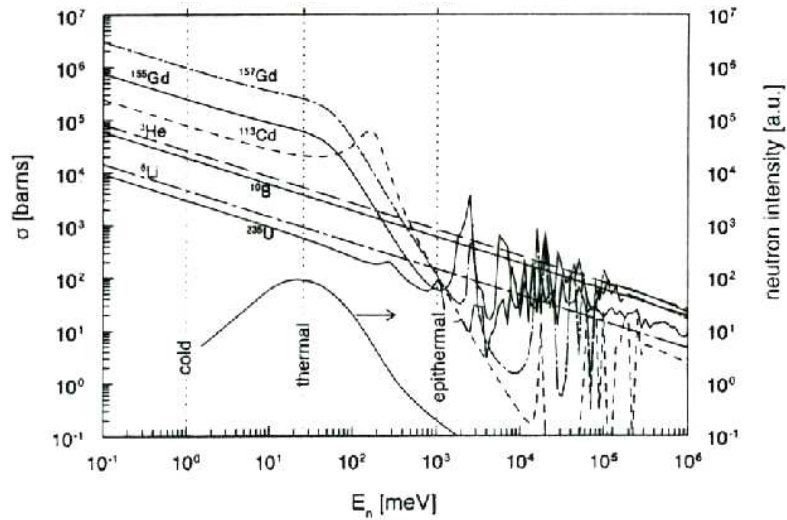


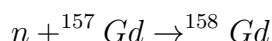
Figura 2.1: sezioni d'urto per le reazioni ${}^3\text{He}(n, p)$, ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ e del Gd. Da notare l'andamento con v^{-1} .

- il *tubo proporzionale a BF_3* (Trifluoruro di Boro). Il BF_3 gassoso può fungere sia da convertitore di neutroni, sfruttando la reazione a), sia da contatore proporzionale per rivelare le particelle alfa. 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 e quelle di gas per un contatore proporzionale. Viene inoltre spesso arricchito con ${}^{10}\text{B}$, migliorandone ulteriormente l'efficienza fino a cinque volte rispetto a quella della cattura dei neutroni su Boro naturale.
- il *contatore proporzionale rivestito di Boro*. Un metodo alternativo al precedente, basato sulla stessa reazione, prevede di introdurre il Boro nella forma di un rivestimento solido sulle pareti interne del tubo. Questo permette di riempire il tubo con un gas standard, una miscela o un gas nobile, in grado di rivelare le particelle alfa emesse dal Boro.
- il *contatore proporzionale ad ${}^3\text{He}$* . Come detto, la sezione d'urto molto alta per la reazione c) rende l' ${}^3\text{He}$ molto interessante. Tuttavia, trattandosi di un gas nobile, non è possibile fabbricarne composti solidi e

deve essere usato allo stato gassoso, con la conseguenza di una bassa probabilità di interazione del neutrone che diminuisce l'efficienza.

- lo *scintillatore organico drogato con ^{10}B* . La rivelazione dei neutroni è fatta per gran parte con scintillatori. Questi presentano indiscutibili vantaggi rispetto ai contatori proporzionali in termini di tempi di risposta e di efficienza. Si tratta di materiali solidi o liquidi che generalmente permettono di effettuare una buona discriminazione, tramite tecniche di analisi del segnale, tra gli eventi indotti da neutroni e quelli da fotoni di alta energia. Alcuni di questi verranno descritti in dettaglio nel capitolo 4, in quanto oggetto di studio di questo lavoro di tesi.

Un altro fenomeno molto importante, per la rivelazione di neutroni di bassa energia, è la **cattura radiativa**: il nucleo bersaglio assorbe il neutrone, si porta in uno stato eccitato e ritorna allo stato fondamentale solo per emissione di raggi γ . In questo caso non c'è trasmutazione del tipo di elemento, ma la composizione isotopica del bersaglio varia perchè il neutrone non viene riemesso: siamo nella situazione $A(n, \gamma)A + 1$. Un caso molto importante, considerato anche in seguito, è la cattura radiativa del ^{157}Gd



La sezione d'urto del Gadolinio per neutroni termici è molto elevata (254000 b, vedi figura 2.1), tuttavia è necessario un rivelatore adatto all'assorbimento ed alla conversione dei γ o dei raggi X emessi in seguito alla cattura. Per questo il Gadolinio si utilizza principalmente disciolto in scintillatori in grado di fornire tali prestazioni.

La cattura radiativa viene sfruttata anche nei *rivelatori ad attivazione*, ovvero fogli di materiale con alta sezione d'urto cattura che vengono esposti ad un flusso di neutroni. Dalla misura della radioattività indotta, con rivelatori di uso comune (ad esempio rivelatori al Ge), si risale al flusso attivante. Pur presentando alcuni limiti, il basso costo e la capacità di operare in condizioni

estreme rendono questi rivelatori adatti per lo studio di flussi associati a reattori nucleari.

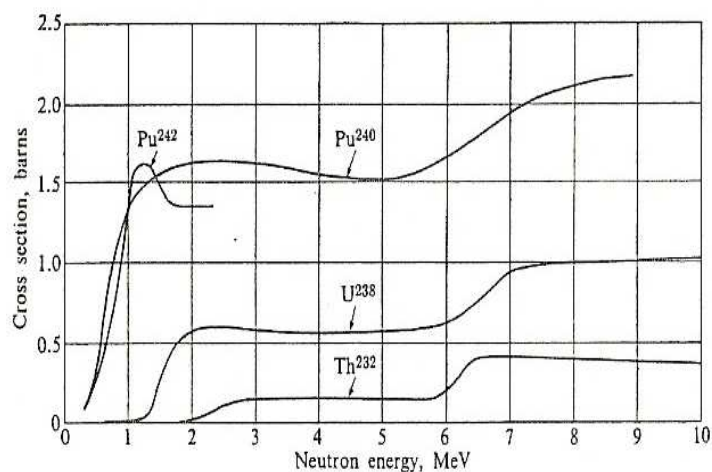


Figura 2.2: sezioni d'urto del processo di fissione per alcuni nuclei (^{242}Pu , ^{240}Pu , ^{238}U , ^{232}Th), in funzione dell'energia del neutrone incidente.

Infine, per rivelare neutroni, è possibile utilizzare anche il fenomeno della **fissione**, una delle reazioni più importanti alle quali i neutroni possono dare luogo. In questo processo un neutrone viene catturato da un nucleo pesante (le sezioni d'urto di reazione per i materiali fissili più comunemente utilizzati sono mostrate in figura 2.2), portandolo in uno stato eccitato. In seguito il nucleo fissiona rompendosi in coppie di frammenti (vedi distribuzione di figura 2.3), accompagnati dalla produzione di neutroni e γ .

Un rivelatore che sfrutta questo principio è il *contatore a fissione*. Si tratta di 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 (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 e non consente di sostenere ritmi di conteggio elevati. Si hanno inoltre forti non linearità nella determinazione dell'energia depositata.

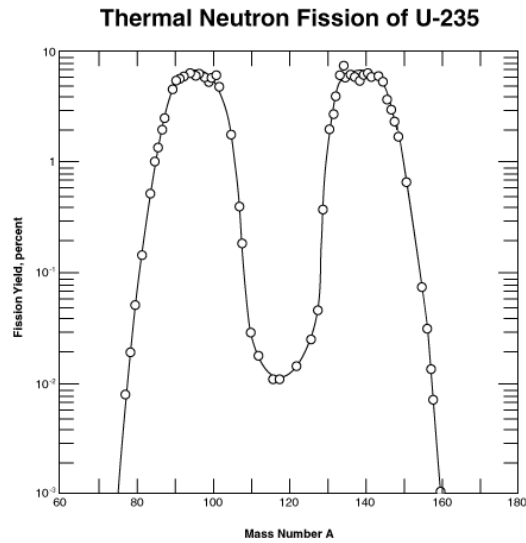


Figura 2.3: Distribuzione in massa dei prodotti di fissione, nel caso dell' ^{235}U .

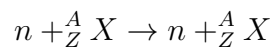
2.2 I neutroni veloci

In teoria, tutto quello che si è detto per neutroni lenti si dovrebbe poter applicare anche ad energie più alte. Tuttavia, l'andamento della sezione d'urto (vedi figura 2.1) rende trascurabili molti processi ad energie elevate e, di conseguenza, molti dei rivelatori illustrati in precedenza hanno una bassissima efficienza di rivelazione per neutroni veloci.

Una tecnica abbastanza diffusa per riutilizzare le tecniche già esposte in precedenza, consiste nella moderazione dei neutroni, ovvero nel rallentarli tramite numerose interazioni con materiali ricchi di elementi leggeri, fino ad ottenere neutroni di bassa energia che possono essere contati con i rivelatori mostrati nel paragrafo precedente. Alcuni strumenti di misura di questo tipo sono i *dosimetri sferici*, i *long counters*, ecc. , il cui denominatore comune è rappresentato dall'utilizzo di rivelatori come i BF_3 o i contatori proporzionali ad ^3He , circondati da volumi più o meno grandi di moderatore. Questa soluzione, tuttavia, porta inevitabilmente alla perdita di qualsiasi tipo di informazione sull'energia del neutrone incidente. Inoltre, la frazione dei neu-

troni moderati è piccola e dunque non è possibile effettuare misure con elevata efficienza.

Tali problemi possono essere superati basandosi su reazioni di **urto elastico** tra il neutrone e il nucleo del materiale. L'urto elastico consiste in reazioni del tipo $A(n,n)A$ tra un neutrone di energia E e velocità v , con un bersaglio di massa $A = N + Z$ inizialmente a riposo:



Tramite l'applicazione delle leggi di conservazione dell'energia e della quantità di moto è possibile calcolare il rapporto tra l'energia finale del neutrone E' e la sua energia iniziale E (nel sistema del laboratorio) [16]:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \vartheta}{(A + 1)^2} \quad (2.4)$$

dove ϑ è l'angolo di diffusione nel sistema del centro di massa. Si ricava che la massima perdita di energia si ha per una collisione frontale ($\vartheta = 180$):

$$\left(\frac{E'}{E}\right) = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2 \quad (2.5)$$

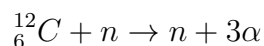
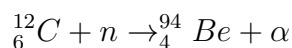
ed è importante notare che per $A = 1$, come nel caso dell'Idrogeno, il trasferimento di energia è totale. Similmente per tutti gli elementi leggeri (Idrogeno, Deuterio, Elio) lo *scattering* trasferisce gran parte dell'energia cinetica del neutrone ai nuclei di rinculo, che possono essere direttamente rivelati, per cui questi materiali sono particolarmente adatti alle rivelazioni dei neutroni.

Un modo semplice per realizzare questo tipo di rivelatori consiste nell'utilizzare un qualunque scintillatore organico, poichè ricco di elementi leggeri come H o C. Dato che il cammino dei prodotti è tipicamente minore delle dimensioni del rivelatore, spesso tutta l'energia viene depositata al suo interno, e si ottiene il tipico spettro per neutroni veloci: una distribuzione rettangolare, a partire da zero fino ad un valore massimo pari all'energia totale del neutrone.

I primi scintillatori a rinculo di protone sono stati i *cristalli organici*, come lo stilbene o l'antracene. Nonostante la maggior resa in luce rispetto agli altri materiali organici, questi presentano svantaggi come la difficoltà a produrne di grandi dimensioni e la variazione di resa in luce in funzione dell'orientazione della particella rispetto ai piani del cristallo. L'attenzione quindi si è spostata su *scintillatori liquidi* a più componenti o sui *plastici*, in cui una matrice di idrocarburi polimerizzati ospita molecole scintillanti. Essi sono relativamente poco costosi e la loro risposta in luce è totalmente indipendente dall'orientazione del rivelatore. I liquidi offrono normalmente ottimi risultati nella discriminazione $n - \gamma$, invece i plastici hanno il vantaggio di potersi produrre in forme e dimensioni a piacere.

Un'alternativa agli scintillatori è rappresentata dai *contatori proporzionali a rinculo di protoni*, dove il gas utilizzato è sempre ad alto contenuto di idrogeno: H_2 , CH_4 o di altri nuclei leggeri, come l'He. Le prestazioni di un rivelatore di questo tipo sono limitate dalla bassa densità dei gas.

In tutti i casi, oltre al contributo dello *scattering* neutrone-protone non si può trascurare l'**interazione neutrone-Carbonio** tramite le reazioni:



La soglia di queste reazioni è rispettivamente di 6,17 MeV e 7,98 MeV, anche se in realtà esse diventano significative sopra i 9 MeV.

Lo *scattering* elastico è anche il processo utilizzato per la **moderazione** del neutrone. In questo caso si vuole che gli urti tra i neutroni ed i nuclei del materiale siano molteplici. Per neutroni con energie inferiori ai 10 MeV, l'urto è principalmente descrivibile con un'onda di tipo s, ovvero indipendente da ϑ nel sistema del centro di massa, e i valori di E'/E sono pertanto distribuiti in maniera uniforme tra 1 ed il valore minimo fornito dall'equazione (2.5). Per calcolare l'interazione effettiva tra i neutroni ed il materiale è necessario tenere presente che la distribuzione energetica di un fascio incidente si allarga

in seguito ai primi urti, per cui si può procedere approssimando questi effetti per intervalli discreti ΔE . Definiamo il parametro ξ come valore medio del $\log(E/E')$ dopo una singola collisione:

$$\xi = \left[\log \frac{E}{E'} \right]_{medio} = \frac{\int \log \left[\frac{(A+1)^2}{A^2+1+2A \cos \vartheta} \right] d\Omega}{\int d\Omega}$$

dove $d\Omega$ è l'elemento di angolo solido nel sistema del centro di massa.

Assumendo che le collisioni siano isotrope, l'integrazione dà:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1}$$

Il valore medio del logaritmo di E' è diminuito di ξ dopo ogni collisione, perciò dopo n collisioni il valor medio del log E' è:

$$\log E'_n = \log E - n\xi$$

Ciò implica, in media, una perdita di energia di un fattore $e^{-n\xi}$ dopo n urti. Ad esempio, un neutrone da una sorgente di ^{252}Cf ($\langle E_n \rangle = 2,14$ MeV) subisce in media 14.5 collisioni per arrivare ad avere un'energia di 1 eV in un moderatore costituito da Idrogeno, mentre in un moderatore di solo Uranio ne servirebbero 1730 (vedi i valori dei parametri di moderazione in tabella 2.1).

Vediamo ora alcuni parametri che caratterizzano la moderazione a livello collettivo. Il parametro ξ , visto essere pari al logaritmo della perdita media di energia per collisione, è definibile come un fattore inversamente proporzionale al numero di collisioni necessarie per la termalizzazione N . Ad esempio, per portare un neutrone di un reattore nucleare ($\langle E_n \rangle \approx 2 \cdot 10^6$) all'energia di termalizzazione ($E \approx 0.025$), si ottiene:

$$N = \frac{1}{\xi} \left\{ \frac{2 \cdot 10^6}{0.025} \right\} = \frac{18.2}{\xi}$$

Tabella 2.1: proprietà moderatrici di alcuni materiali: N è il numero di urti necessari per ridurre l'energia dei neutroni di un fattore 5×10^7 , ovvero moderare una sorgente di ^{252}Cf [17].

Nucleo	ξ	N
^1H	1.00	18
^2H	0.725	25
^4He	0.425	43
^{12}C	0.158	114
^{238}U	0.00084	2172

Ovviamente si vuole che il numero di collisioni necessarie sia il più basso possibile, ma questa proprietà non è sufficiente da sola. Un nucleo può essere molto efficace nel moderare i neutroni mediante collisioni, ma, se i nuclei sono molto spazati tra di loro, si verificano poche collisioni ed il materiale non risulta un moderatore efficace. Questo è il motivo per cui, ad esempio, i gas non vengono considerati. Il materiale, inoltre, deve avere un'alta sezione d'urto per *scattering* elastico σ_e . Si può considerare una sezione d'urto di *scattering* macroscopica espressa come:

$$\Sigma_s = N \cdot \sigma_e$$

L'efficienza di moderazione del materiale è data quindi dal prodotto $\xi \Sigma_s$, noto come il “potere di moderazione” (MP), che tiene conto della frequenza di collisioni di *scattering* e dell'energia persa per collisione. Questo parametro, tuttavia, ci dice la capacità del materiale di moderare ma non di assorbire i neutroni. Un buon indicatore di questa proprietà del moderatore è il “rapporto di moderazione MR”, definito tramite la relazione:

$$MR = \xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_c} \quad (2.6)$$

dove Σ_s e Σ_c sono rispettivamente le sezioni d'urto di *scattering* elastico e di cattura. Perchè un materiale funga da buon moderatore, deve quindi massimizzare il flusso di neutroni termici in uscita, rallentando efficacemente i neutroni veloci in ingresso, ovvero con un elevato rapporto di moderazione. Dalla tabella 2.2 si vede che l'acqua ha un basso valore di ξ , ma avendo anche un'alta sezione d'urto di cattura neutronica (0,33 b a 0,025 eV) presenta un basso rapporto di moderazione, risultando un moderatore poco efficace. Al contrario, l'acqua pesante presenta un ottimo rapporto di moderazione.

Nella valutazione di un moderatore si devono anche tenere in conto parametri come la densità ed il costo. L'attenzione ricade spesso su materiali come il polietilene ad alta densità (HDPE - $\rho = 0,92 \text{ g/cm}^3$), che rappresenta un buon compromesso tra tutte le caratteristiche elencate ed è solido.

Tabella 2.2: potere di moderazione e rapporto di moderazione per alcune sostanze[17].

Sostanza	MP	MR
Acqua (H_2O)	1.28	58
Acqua pesante (D_2O)	0.18	21000
Berillio	0.16	130
Grafite	0.065	200

2.3 Gli scintillatori commerciali utilizzati

Nei capitoli successivi verranno esposte numerose misure eseguite sia per testare il funzionamento degli scintillatori commerciali BC501, presenti in apparati dei Laboratori Nazionali di Legnaro, sia per studiare nuovi materiali plastici scintillanti. Le prestazioni di quest'ultimi sono state valutate in riferimento agli scintillatori EJ212 ed EJ254, per cui se ne riportano in questo paragrafo le caratteristiche principali.

2.3.1 BC501

Il BC501¹ è uno scintillatore liquido commerciale comunemente utilizzato per la rivelazione dei neutroni con ottime caratteristiche per la discriminazione n- γ . Le principali caratteristiche sono riportate in tabella 2.3 .

Tabella 2.3: proprietà di scintillazione e composizione atomica del BC501 [18].

Light Output (% Antracene)	80
Lunghezza d'onda (nm)	425
Tempo di decadimento, componente veloce (ns)	3.3
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
densità (g/cm^3)	0.901

Gli scintillatori liquidi, in generale, sono rivelatori 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, un costo relativamente basso, importante se richiesti ampi volumi, ma anche lo svantaggio di una minore maneggevolezza rispetto ai plastici, a causa della loro alta tossicità. Per quanto riguarda il BC501, in particolare, una delle proprietà più importanti è la produzione di segnali le cui forme sono fortemente dipendenti dalla radiazione incidente. Permette quindi di effettuare con buoni risultati l'analisi del segnale (la PSA, “*pulse shape analysis*”, descritta nel prossimo paragrafo) per discriminare i neutroni dai gamma.

¹prodotto dalla ditta St. Gobain

2.3.2 EJ212 e EJ254

I rivelatori commerciali EJ212 ed EJ254² sono scintillatori plastici le cui ottime prestazioni nella rivelazione di radiazione sia carica sia neutra, così come la loro praticità, li rendono strumenti molto diffusi in fisica nucleare, ma anche in campo industriale e medico. Come tutti gli scintillatori organici, sono caratterizzati da alta resa in luce, tempo di risposta veloce, ma modesta resistenza alle radiazioni. Essendo inoltre composti da materiale plastico, sono facilmente realizzabili in una grande varietà di forme e dimensioni e sono particolarmente maneggevoli, in confronto, ad esempio, agli scintillatori liquidi.

In tabella 2.4 e 2.5 sono riportate le principali caratteristiche, fornite dalla ditta produttrice [19].

Tabella 2.4: proprietà di scintillazione e composizione atomica dell'EJ212 [19].

Light Output (% Antracene)	65
Lunghezza d'onda del massimo dell'emissione (nm)	423
Tempo di decadimento (ns)	2.4
Efficienza di scintillazione (fotoni/MeV e^-)	10000
No. di atomi di H per cm^3 ($\times 10^{22}$)	5.23
No. di atomi di C per cm^3 ($\times 10^{22}$)	4.74
No. di elettroni per cm^3 ($\times 10^{23}$)	3.37
densità (g/cm^3)	1.03

L'EJ254, a differenza dell'EJ212, è uno scintillatore drogato con Boro naturale per il 5% del peso, il che significa la presenza di una concentrazione di ^{10}B pari circa all'1% in peso. Grazie al Boro, tramite la reazione esposta nel paragrafo precedente, con l'EJ254 è possibile ottenere la rivelazione

²prodotti dalla Eljen technology

Tabella 2.5: proprietà di scintillazione e composizione atomica dell'EJ254 [19].

Light Output (% Antracene)	48
Lunghezza d'onda del massimo dell'emissione (nm)	425
Tempo di decadimento (ns)	2.2
Efficienza di scintillazione (fotoni/ 1 MeV e^-)	7500
No. di atomi di H per cm^3 ($\times 10^{22}$)	4.4
No. di atomi di C per cm^3 ($\times 10^{22}$)	5.18
No. di elettroni per cm^3 ($\times 10^{23}$)	3.33
densità (g/cm^3)	1.026

di neutroni lenti. L'osservazione dei neutroni veloci, invece, è possibile con entrambi grazie alla presenza dell'Idrogeno.

2.4 La discriminazione n- γ

La rivelazione dei neutroni è inevitabilmente accompagnata dalla rivelazione di una notevole quantità di gamma, che possono provenire direttamente dai loro processi di produzione oppure dalle interazioni successive con il materiale circostante. Per studiare solamente un tipo di radiazione, o per eliminare dai dati il fondo dei gamma, si rende necessario utilizzare tecniche che permettano di distinguere i segnali acquisiti e individuare la radiazione che li ha prodotti.

Si riportano qui di seguito i metodi principalmente utilizzati per questo scopo, alcuni dei quali sono stati applicati nell'analisi effettuata in questo lavoro di tesi e vengono ripresi nei capitoli successivi.

2.4.1 La tecnica della *Pulse Shape Analysis* (PSA)

Per quanto riguarda gli scintillatori, la discriminazione n- γ può essere fatta a partire da loro proprietà intrinseche. Questi esibiscono infatti, in risposta ad un evento ionizzante, sia una componente rapida (*fast*) sia una componente lenta (*slow*), ciascuna derivante dalla diseccitazione di stati popolati in funzione della perdita di energia dE/dx specifica della radiazione. Si ha dunque che il tempo di decadimento del segnale complessivo fornisce una indicazione sul tipo di radiazione incidente, come mostrato in figura 2.4 (una descrizione del fenomeno di scintillazione è riportata in appendice B).

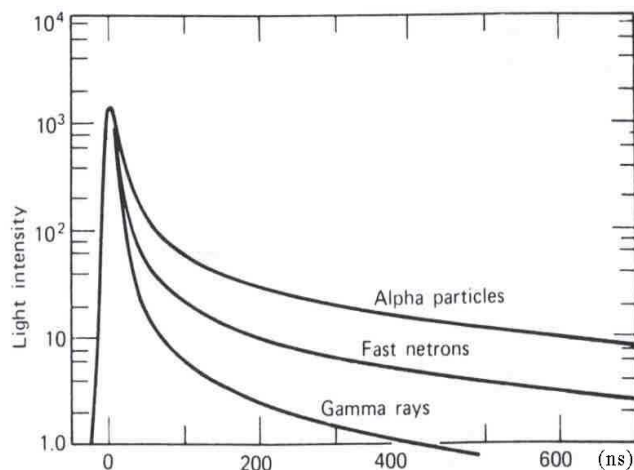


Figura 2.4: la dipendenza degli impulsi di scintillazione nello stilbene in funzione del tipo di particella incidente.

Anche se l'individuazione di queste due componenti è più facile con scintillatori liquidi, molti metodi sono stati studiati per applicare la PSA anche ai plastici, dato che questi offrono molti vantaggi pratici.

Sono riportate di seguito le tecniche più utilizzate per l'individuazione delle diverse componenti.

- *zero crossing*

Il segnale analogico viene prima integrato e poi differenziato da un opportuno modulo (*shaping amplifier*), che produce un segnale bipolare.

Il tempo necessario per attraversare la linea di base (*zero crossing*) dipende dalla particella incidente, per cui dalla sua misura è possibile effettuare la discriminazione. Il processo subito dal segnale è mostrato nello schema di figura 2.5.

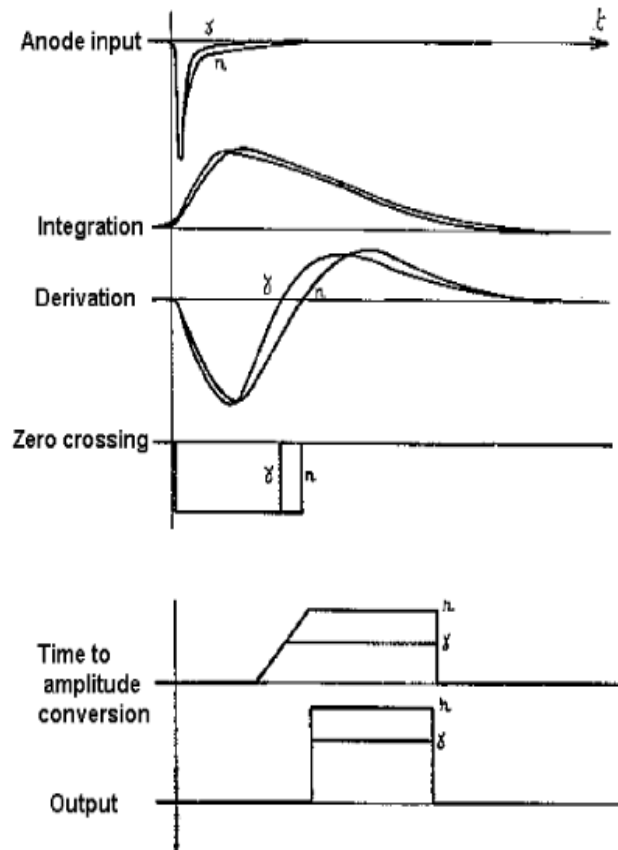


Figura 2.5: schema temporale che spiega il metodo del “*zero crossing*” per la discriminazione dei segnali.

In figura 2.6 sono mostrati esempi di spettri temporali ottenuti dall’applicazione di questa tecnica ai segnali di due scintillatori plastici, uno drogato con il Boro ed uno senza [20].

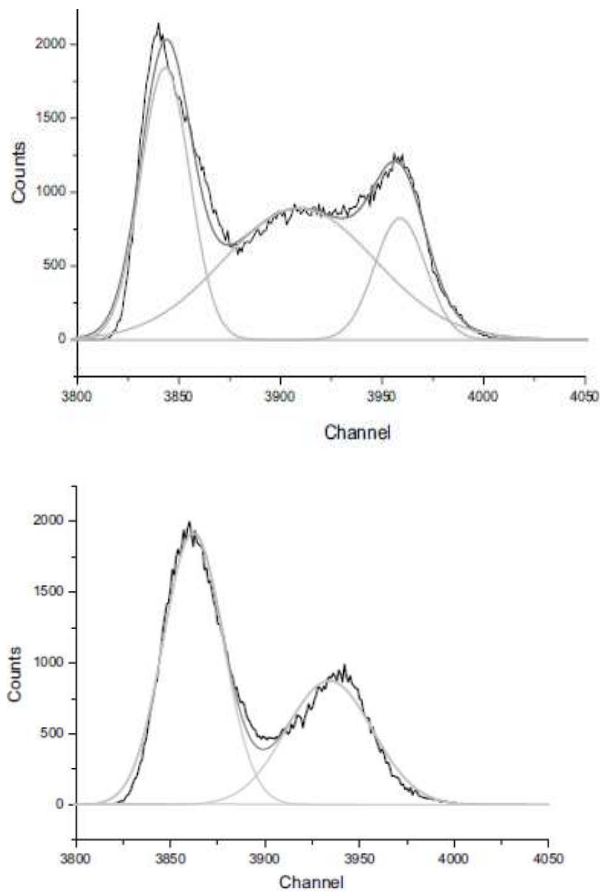


Figura 2.6: risultati della PSA tramite il metodo del “*zero crossing*” per uno scintillatore plastico. In alto, lo scintillatore è drogato con Boro, e le tre gaussiane corrispondono, da sinistra a destra, ai gamma, ai neutroni veloci e ai neutroni lenti. In basso, lo scintillatore è privo di Boro e le due curve corrispondono ai gamma ed ai neutroni veloci. [20]

Tramite simulazioni via software è possibile deconvolvere il primo spettro con tre gaussiane, che identificano, da sinistra a destra, rispettivamente: i segnali degli elettroni, provocati dall’interazione dei gamma, dei protoni di rinculo, e quindi dei neutroni veloci, e delle particelle alfa, liberate dalla cattura di neutroni termici. Per il secondo spettro, come previsto, si osservano solamente due picchi, attribuiti ai gamma e ai neutroni veloci.

- Comparazione di carica.

Si opera una doppia integrazione della carica del segnale, tramite l'utilizzo di una catena elettronica opportuna: il segnale, in uscita dal rivelatore, viene diviso e mandato a due canali di un QDC³, impostato in modo da effettuare l'integrazione relativamente a intervalli temporali diversi. Come mostrato in figura 2.7, tipicamente si regola un *gate* in modo da comprendere l'intero segnale, mentre un secondo *gate* è ritardato in così da integrarne solamente la coda.

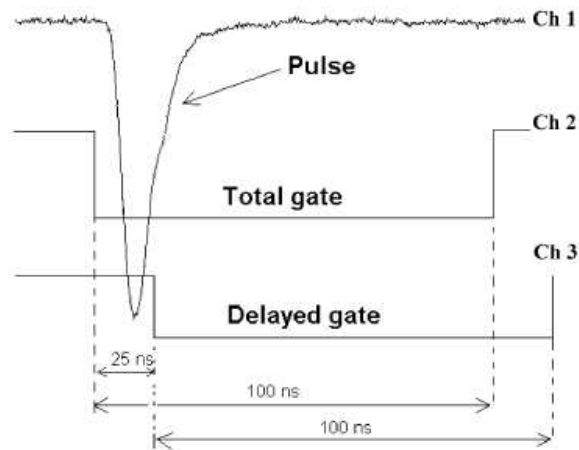


Figura 2.7: schema temporale del metodo di comparazione di carica. In ch1 è rappresentato l'impulso prelevato dal fotomoltiplicatore, in ch2 e ch3 gli intervalli temporali per l'integrazione, rispettivamente, del segnale totale e della componente *slow*.

In figura 2.8 è mostrato, a titolo di esempio, il risultato dell'applicazione del metodo a comparazione di carica per uno scintillatore liquido BC501, sottoposto ad una sorgente di neutroni.

³QDC (*Charge to Digital Converter*): integratore digitale di carica su un intervallo temporale regolabile.

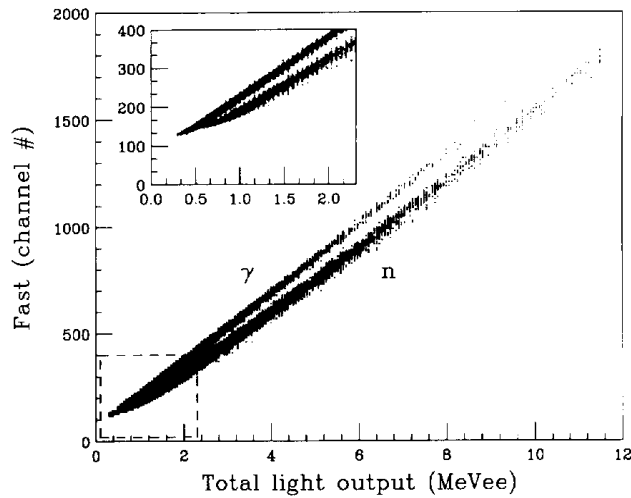


Figura 2.8: risultato dell'applicazione del metodo a comparazione di carica in misure eseguite con uno scintillatore liquido BC501, sottoposto ad una sorgente di neutroni. In ordinata è posto l'integrale totale del segnale e in ascissa l'integrale della coda. L'unità di misura "MeVee" significa MeV *electron equivalent*, cioè si fa riferimento all'energia depositata dal neutrone depositata all'elettrone del materiale, non avendo il neutrone carica elettrica. [21]

- Analisi della forma.

Questo metodo è applicato mediante l'utilizzo di un digitalizzatore veloce (Flash ADC), che permette di ricostruire la forma del segnale [22]. L'idea, infatti, è quella di individuare le funzioni che meglio descrivono le forme dei segnali prodotti da ciascun tipo di radiazione, e quindi discriminare le diverse particelle interpolando con tali funzioni le forme dei segnali acquisite. Si parte effettuando il fit delle forme di un tipo di radiazione con una curva data dalla convoluzione di quattro termini esponenziali:

$$L = A(e^{-\vartheta(t-t_0)} - e^{-\lambda_s(t-t_0)}) + B(e^{-\vartheta(t-t_0)} - e^{-\lambda_l(t-t_0)})$$

dove il termine in funzione di ϑ è legato alla costante di tempo della risposta del fotomoltiplicatore, gli altri due ai diversi contributi temporali della diseccitazione del materiale scintillante. Oltre alle costanti di normalizzazioni A e B, per ottimizzare la descrizione del segnale, è necessario il parametro t_0 , dato che la scelta dello start dell'acquisizione è convenzionale. Tramite i valori estratti dei sei parametri liberi ($\vartheta, \lambda_s, \lambda_l, t_0, A$ e B) si ottiene una curva che si adatta ragionevolmente all'impulso sperimentale, come mostrato in figura 2.9.

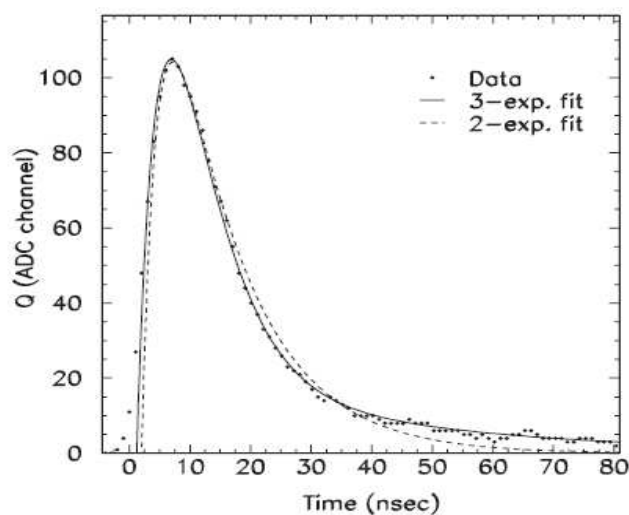


Figura 2.9: analisi della forma di un segnale. I punti rappresentano il segnale prodotto da uno scintillatore liquido sottoposto ad una sorgente gamma e acquisito da un Flash ADC. La linea continua e la linea tratteggiata rappresentano il fit effettuato con due diverse funzioni, la prima ottenuta dalla convoluzione di due termini esponenziali, la seconda di tre. Si osserva come quest'ultima segue meglio i dati sperimentali. [22]

La discriminazione, a questo punto, si effettua confrontando, per ciascun segnale, i valori di χ^2 dei fit effettuati con le due funzioni, quella dei gamma e quella dei neutroni. La differenza $D = \chi_\gamma^2 - \chi_n^2$ è prevista

essere negativa per eventi dovuti ai gamma, positiva per i neutroni (vedi figura 2.10).

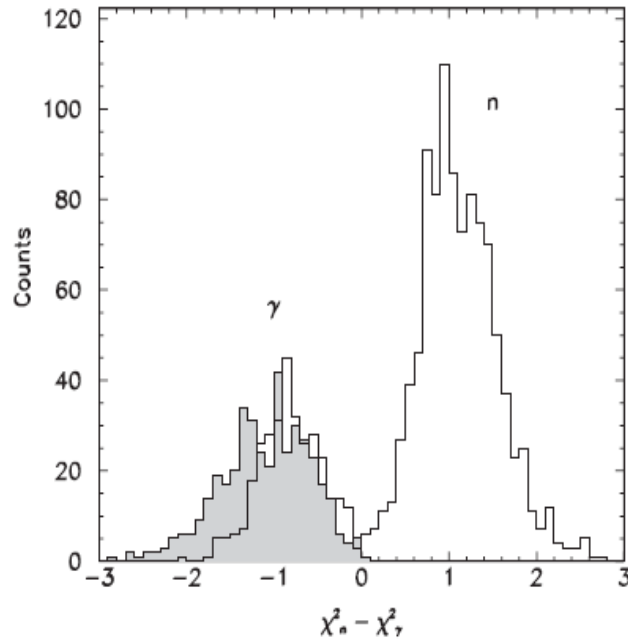


Figura 2.10: differenza fra i χ^2 normalizzati ottenuti dai fit dei segnali con le funzioni corrispondenti alle forme dei gamma e dei neutroni, per uno scintillatore plastico sottoposto ad una sorgente di neutroni (AmBe). La regione negativa corrisponde ai gamma, quella positiva ai neutroni. La parte ombreggiata mostra invece la regione dei gamma che si ottiene con una sorgente gamma (^{60}Co). [22]

I risultati ottenuti con questa tecnica hanno dimostrato una capacità di riconoscere i segnali simile a quella delle tecniche precedentemente descritte. Il vantaggio di questa, tuttavia, è la possibile applicazione anche in caso di alta frequenza di conteggio.

2.4.2 La tecnica del tempo di volo

La discriminazione tra neutroni e gamma si può effettuare dalla misura dei rispettivi tempi di volo (TOF) per una distanza fissa. La misura viene effettuata determinando l'intervallo di tempo trascorso tra l'istante di produzione dei neutroni o dei gamma (start) e il loro arrivo sul rivelatore (stop). Mentre per lo stop si usa semplicemente il segnale del rivelatore, per realizzare lo start ci sono due metodi: nel caso di utilizzo di fasci pulsati, il segnale di start è dato semplicemente dalla radiofrequenza del fascio, mentre nel caso di sorgenti di neutroni, si pongono vicino ad essa rivelatori molto veloci che permettano di identificare i fotoni emessi in coincidenza con i neutroni (allo scopo di discriminare le particelle rivelate, non ha particolare importanza che lo start sia dato precisamente nell'istante della loro produzione, in quanto si effettua una differenza dei rispettivi tempi). Se le particelle hanno velocità sufficientemente diverse e se la distanza percorsa è adeguata, si può ottenere uno spettro di tempi con due picchi distinti, e selezionare così gli eventi di un solo tipo di radiazione. Come esposto nel capitolo 5, questo metodo può essere molto utile per rigettare gli eventi dovuti ai gamma, nel caso in cui questi costituiscano il maggior contributo al fondo.

L'utilizzo principale di questo metodo, tuttavia, è nella spettroscopia neutronica. Nota la distanza L percorsa e misurato il TOF t , l'energia del neutrone si ricava tramite la semplice relazione:

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m \frac{L^2}{t^2}$$

nel caso non relativistico La risoluzione è data dall'espressione:

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

e quindi è legata alla precisione della definizione dello start e alla lunghezza del rivelatore, in quanto maggiore è quest'ultima e più grande è l'incertezza

su L . Dato che spesso sono necessarie grandi dimensioni per ottenere una buona efficienza di rivelazione, per migliorare la rivelazione si aumenta la distanza del rivelatore.

La rivelazione del neutrone, come visto, avviene tramite processi di conversione che portano alla perdita dell'informazione sull'energia iniziale, per cui il TOF risulta il metodo migliore per effettuare misure di spettroscopia neutronica.

Capitolo 3

RIPEN: un sistema modulare di rivelatori per la spettroscopia neutronica

L'apparato RIPEN (RIvelatore Per Neutroni), disponibile presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, è un sistema modulare di rivelatori per la spettroscopia neutronica nel campo delle reazioni ad energie basse ed intermedie. [21] Esso è costituito da un numero variabile di scintillatori liquidi (attualmente sono presenti 30 moduli) e da una struttura meccanica di supporto tale da rendere l'apparato facilmente adattabile alle esigenze sperimentali. E' possibile infatti il veloce e conveniente posizionamento dei moduli, sia relativamente all'angolo, sia alla distanza dal bersaglio, così da fornire buona risoluzione energetica e spaziale oppure la copertura di un grande angolo solido. In aggiunta ai rivelatori per neutroni, si possono inserire altri rivelatori nella camera di reazione a pareti sottili in cui è posizionato il bersaglio, allo scopo di poter selezionare i canali di reazione.

Nei paragrafi seguenti vengono esposte le caratteristiche principali dell'apparato. Nei primi mesi del 2010 sono stati eseguiti test delle prestazioni dei

rivelatori, dell'elettronica e del sistema di acquisizione, in vista del futuro utilizzo dell'apparato per misure con SPES [10].

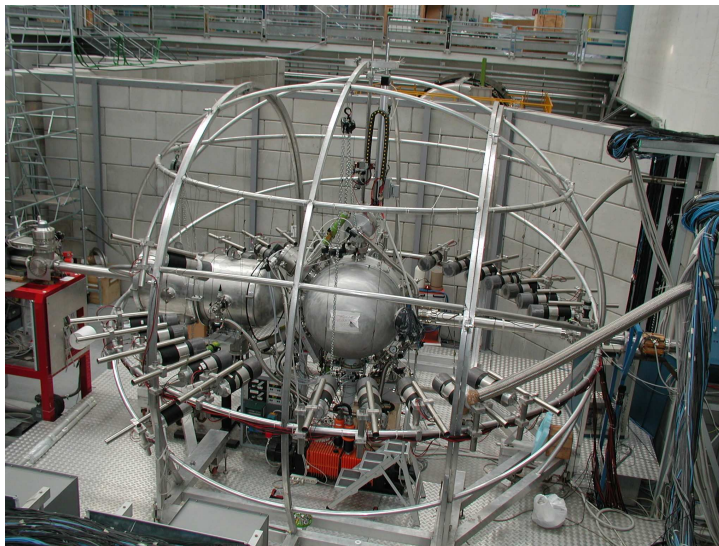


Figura 3.1: l'apparato sperimentale RIPEN. La struttura formata da tubi di alluminio fornisce il supporto per i moduli di rivelatori per neutroni, permettendone il facile posizionamento nella configurazione ottimale per l'esperimento. Nell'immagine i moduli sono disposti su un piano orizzontale, a vari angoli attorno alla camera di reazione.

3.1 Descrizione dell'apparato

L'apparato dispone attualmente di 30 moduli di rivelatori per neutroni, schematizzati in figura 3.2. Ciascuno consiste in una cella cilindrica, di 12.7 cm di diametro e 12.7 cm di lunghezza, contenente lo scintillatore liquido BC501. Le dimensioni della cella sono compatibili con i fotocatodi dei fotomoltiplicatori (PMT) usati (EMI 9823B e Philips XP2041), per cui questi sono direttamente accoppiati senza bisogno di guide di luce. La cella, il fototubo e il partitore di tensione, sono inseriti in un cilindro di acciaio spesso

3 mm, chiuso ad una estremità da un coperchio e ricoperto da uno strato di piombo nella parte frontale e laterale, così da ridurre il fondo di raggi gamma. I rivelatori sono disposti su una struttura meccanica studiata per il loro facile posizionamento in ampi intervalli di angoli polari e azimutali e a diverse distanze dal bersaglio. La parte di supporto per i moduli di neutroni è costituita da lunghi tubi di alluminio vuoti, in modo da minimizzare la quantità di materiale attorno ai rivelatori. La presenza del materiale, infatti, disturba le misure in quanto genera neutroni diffusi e può essere attivato e quindi produrre gamma.

In una camera di reazione sferica, infine, di 1 m di diametro, possono essere posizionati rivelatori di particelle per frammenti di fissione o per i residui di evaporazione, così da permettere di selezionare i canali di reazione.

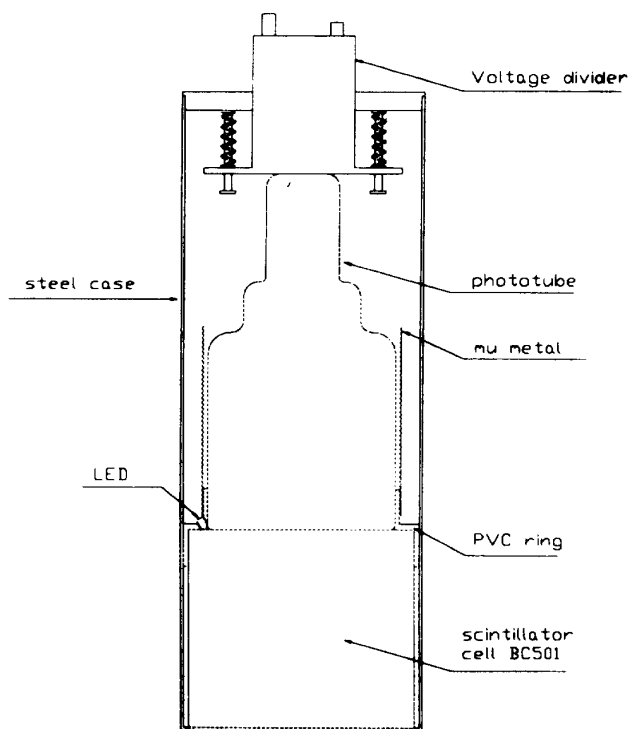


Figura 3.2: schema di un modulo di rivelatore di neutroni.

Al fine di ridurre il numero dei neutroni diffusi dal materiale circostante, la geometria dell'apparato è stata ottimizzata mediante codici basati su simu-

lazioni Monte Carlo [21]. Gli stessi codici sono serviti anche per determinare le funzioni di risposta e l'efficienza dei rivelatori in funzione dell'energia del neutrone incidente e della soglia di resa in luce. Queste simulazioni delle prestazioni reali dei rivelatori, verificate tramite un confronto con misure sperimentali, permettono di correggere gli spettri sperimentali a seconda delle condizioni di misura. Ad esempio, per misure con neutroni di 20 MeV, si dovrà considerare un calo dell'uscita di luce e dell'efficienza del rivelatore, rispetto a quelle con neutroni di energia minore, secondo gli andamenti descritti dalle curve in figura 3.3 e 3.4.

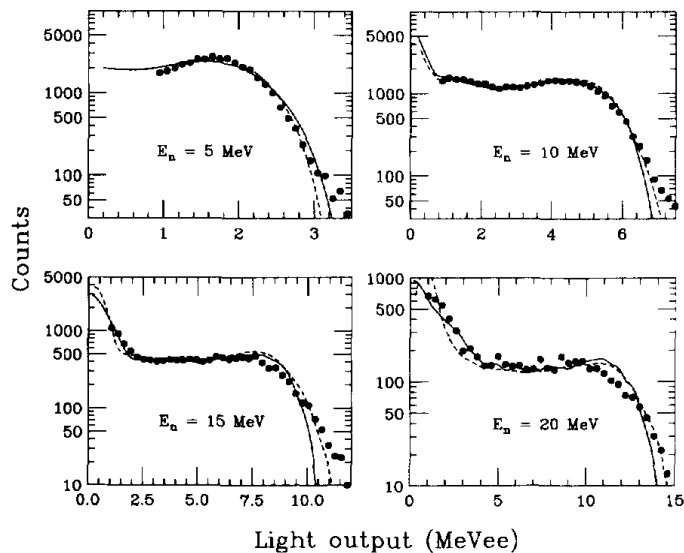


Figura 3.3: *light output* dei rivelatori per neutroni di quattro differenti energie. La curva curva solida e la curva tratteggiata si riferiscono a simulazioni Monte Carlo ottenute rispettivamente con i codici SANREMO [23] e Geant [24], mentre i punti rappresentano dati sperimentali.

Un problema nell'utilizzo di *array* di rivelatori per neutroni, specialmente se disposti molto vicini, è l'interazione di uno stesso neutrone in due rivelatori adiacenti. Questo effetto, chiamato "*cross-talk*", può distorcere misure di coincidenze o correlazioni a piccoli angoli. Sono stati sviluppati alcuni metodi per eliminare questo problema, alcuni basati sull'emissione in luce, altri sul

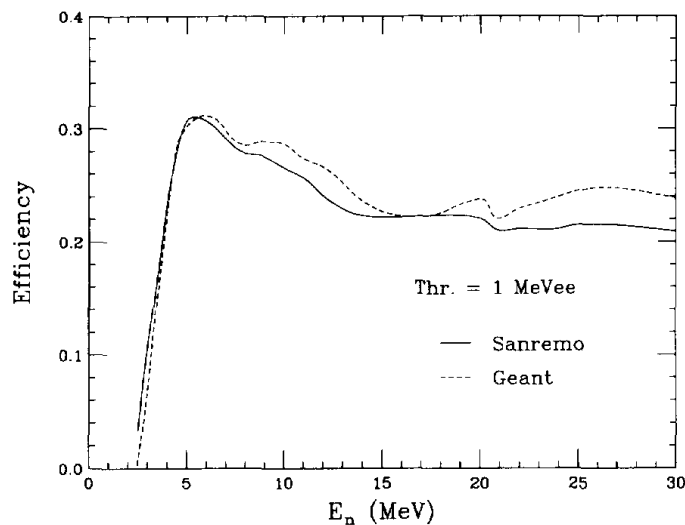


Figura 3.4: simulazioni dell'efficienza di un rivelatore in funzione dell'energia dei neutroni, con soglia di 1 MeV per la resa in luce.

tempo di volo. Una tecnica basata su quest'ultimo, che ha fornito risultati soddisfacenti, attribuisce la coincidenza di segnali tra due rivelatori al *cross-talk* se è soddisfatta la seguente relazione:

$$E_{diff} = E_1 - \frac{1}{2}m_{neutr} \left(\frac{d_{min}}{\Delta t} \right)^2 \geq 0$$

dove E_1 è l'energia del primo neutrone, d_{min} la minima distanza tra i due rivelatori e Δt è la differenza temporale tra i due segnali. Il secondo termine dell'equazione rappresenta la minima energia che deve avere un neutrone diffuso dal primo rivelatore per raggiungere il secondo nell'intervallo di tempo misurato Δt . Di conseguenza, se il valore di E_{diff} risulta negativo si ha un evento reale, se positivo può essere comunque reale oppure può essersi verificato il *cross-talk*.

Questa tecnica è stata verificata tramite misure con una sorgente di Am-Be: dato che questa emette un neutrone per volta, il segnale di coincidenza è univocamente attribuibile al *cross-talk*. I risultati si possono ritenere sod-

disfacenti in quanto il metodo si è dimostrato in grado di fornire un errato riconoscimento del *cross-talk* per meno dell'1% delle coincidenze [21].

3.2 Test sui rivelatori

Sono state eseguite alcune misure con sorgenti gamma per verificare le prestazioni dei rivelatori per neutroni.

A seconda della massima energia prevista per i neutroni emessi nella reazione che si vuole studiare, possono essere necessari intervalli dinamici differenti. Questi si ottengono fornendo al rivelatore alimentazioni diverse: per esempio, a tensioni di 1200 V si ha una amplificazione minore del segnale e si riescono quindi a comprendere nell'intervallo di conversione del QDC eventi di energia maggiore rispetto al caso di alimentazione più alta, come 1400 V. Il fotomoltiplicatore, infatti, moltiplica maggiormente gli elettroni fra i vari dinodi all'aumentare della tensione fra i dinodi stessi. Perchè tuttavia l'informazione fornita dal segnale sia utile, si deve verificare che la risposta dei rivelatori sia lineare al variare dell'alimentazione. Ciò è stato osservato misurando la resa in luce in funzione dell'energia depositata per due tensioni di alimentazione: 1200 V e 1400 V.

Verificata questa proprietà, si è proceduto alla calibrazione in energia dei segnali dei rivelatori per le due tensioni di alimentazioni, così da determinare la soglia energetica di discriminazione fornita in entrambi i casi dalla tecnica della PSA (descritta nel capitolo 2). L'ottenere la stessa soglia ha dato una ulteriore conferma della linearità dei rivelatori.

3.2.1 L'elettronica

Per le misure descritte in questo paragrafo è stata utilizzata la catena elettronica schematizzata in figura 3.5. I segnali prelevati dai rivelatori sono stati inviati ad un modulo QDC che fornisce in uscita segnali proporzionali

alla carica integrata per due intervalli temporali diversi: uno comprendente l'intero segnale e uno comprendente solo la prima parte, la cosiddetta “salita”. Tramite queste due integrazioni dell'impulso si può effettuare la PSA, secondo la tecnica della comparazione di carica descritta nel capitolo 2 ed applicata per questi rivelatori nel paragrafo 3.2.3.

Tutti i dati raccolti sono stati registrati sulla memoria di un PC tramite un sistema di acquisizione multiparametrico commerciale (KMAX) [25].

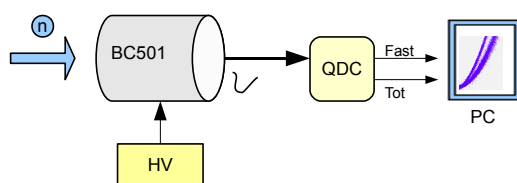


Figura 3.5: schema della catena elettronica utilizzata per i test descritti in questo paragrafo

L'analisi dei dati raccolti è stata effettuata tramite l'utilizzo del software ROOT [26].

3.2.2 Guadagno dei fotomoltiplicatori, linearità e calibrazione dei rivelatori

Le misure esposte qui di seguito sono state effettuate utilizzando diverse sorgenti gamma, disponibili presso i LNL (vedi tabella 3.1).

La radiazione gamma interagisce con materiali a basso Z, come nel caso del BC501, prevalentemente per effetto Compton, un fenomeno per cui solo una parte dell'energia della radiazione incidente viene trasferita agli elettroni del materiale rivelatore, e quindi osservata per scintillazione. L'energia massima trasferibile per tale effetto è data dall'espressione

$$E_{max}^e = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma}$$

dove E_γ è l'energia del gamma incidente, m_e la massa dell'elettrone e c la velocità della luce nel vuoto, e si osserva che gli spettri prodotti dai gamma presentano un plateau e una rapida discesa in prossimità di questo valore massimo, il cosiddetto “*Compton Edge*” (vedi figura 3.6). Questa curva è importante in quanto fornisce un riferimento utile per determinare la relazione fra l'energia della radiazione rivelata e la posizione dell'evento nello spettro. Più precisamente, è stato considerato come parametro E_c^e , pari a $0.95E_{max}^e$, dato che è stato verificato sperimentalmente che il *Compton Edge* si posiziona nello spettro attorno a tale valore di energia [27].

Tabella 3.1: sorgenti utilizzate per per i test dei rivelatori, con le relative energie di emissione della radiazione gamma e le energie calcolate per il *Compton Edge*.

Sorgente	E_γ (keV)	E_c^e (keV)
^{137}Cs	662	477
^{54}Mn	835	639
^{60}Co	1173	989
	1333	
^{88}Y	898	699
	1836	1611

Per quanto riguarda le misure con la sorgente di ^{60}Co si è considerato un valore medio fra quello calcolato per i due picchi, poichè il rivelatore non è in grado di risolverli sufficientemente, mentre per la sorgente di ^{88}Y si è considerato solamente il secondo, in quanto il primo cade ad energie simili a quelle ottenute con il ^{54}Mn ed è sovrapposto al plateau Compton del secondo.

La posizione del *Compton Edge* nello spettro prodotto dai segnali in uscita dal QDC è stata determinata tramite un fit gaussiano, come mostrato in figura 3.6 nel caso di una sorgente di ^{60}Co .

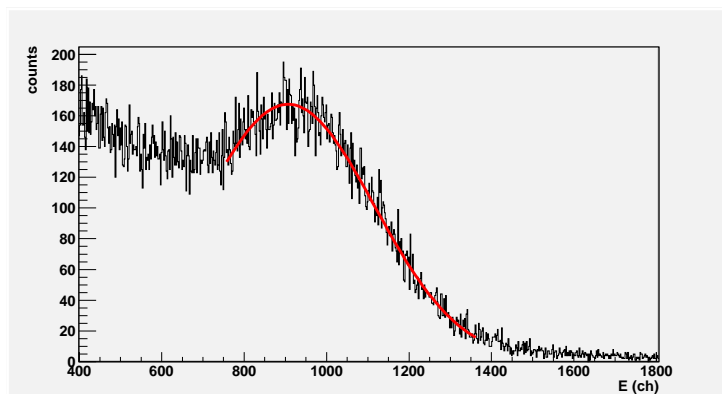


Figura 3.6: spettro energetico ottenuto con la sorgente di ^{60}Co , con una tensione di alimentazione pari a 1400 V. La curva rossa rappresenta il fit gaussiano utilizzato per individuare la posizione del *Compton Edge*.

Il guadagno dei fototubi in funzione della tensione di alimentazione è stato misurato utilizzando una sorgente di ^{60}Co tra 1180 V e 1450 V. I risultati sono mostrati in figura 3.7.

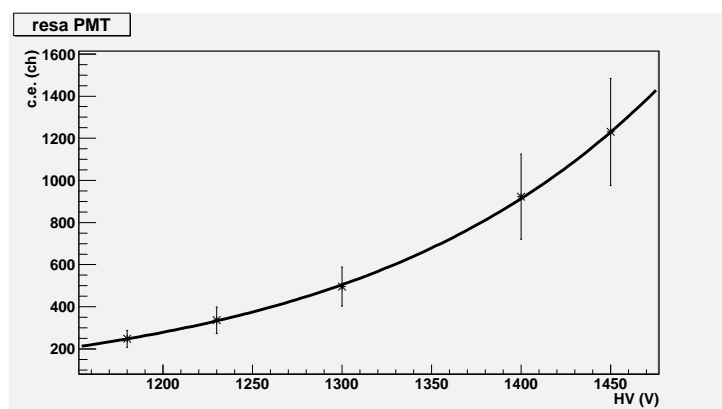


Figura 3.7: posizione del *Compton Edge*, in funzione di tensioni di alimentazioni diverse, per uno stesso rivelatore. L'andamento dei valori ottenuti è interpolato con un funzione di potenza.

I valori si adattano molto bene ad un fit con una legge di potenza, come atteso dato che il guadagno del fototubo (G) è legato alla tensione di alimentazione (V_{hv}) secondo la legge [28]

$$G = (\kappa V_d)^n$$

dove n è il numero di dinodi, κ una costante di proporzionalità e V_d è la tensione tra ogni dinodo.

E' stata calibrata dunque la resa in luce di ciascun rivelatore per due tensioni di alimentazioni diverse (1230 V e 1400 V), utilizzando le quattro sorgenti radioattive riportate in tabella 3.1. La calibrazione è stata ottenuta riportando in grafico i valori del *Compton Edge* in canali (estratti dagli spettri con un fit gaussiano, vedi figura 3.6). L'interpolazione dei punti del grafico è ottenuta tramite un fit lineare dimostrando la linearità della risposta in luce.

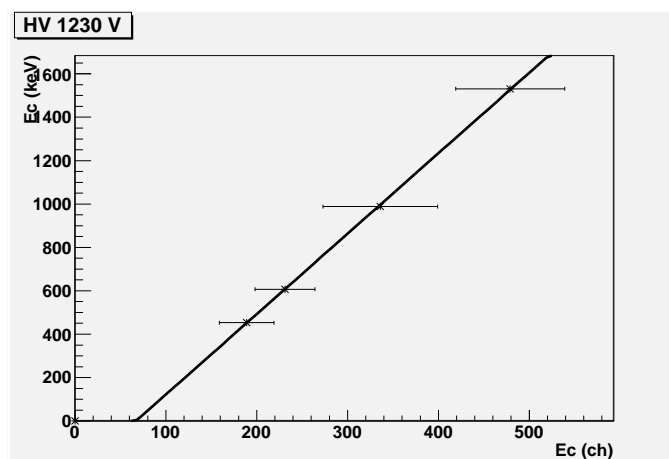


Figura 3.8: retta di calibrazione delle energie dei segnali dello scintillatore, con tensione di alimentazione pari a 1230 V.

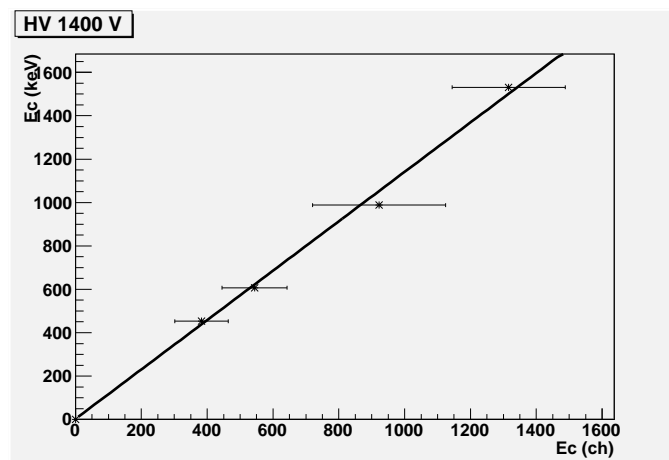
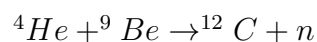


Figura 3.9: retta di calibrazione delle dei segnali dello scintillatore, con tensione di alimentazione pari a 1400 V.

3.2.3 La discriminazione n- γ

Sono state effettuate misure con una sorgente di neutroni per determinare le soglie di discriminazione n - γ tramite la tecnica PSA, descritta nel capitolo 2.

La sorgente di Am-Be, utilizzata per i test descritti in questa tesi, è ottenuta mescolando Americio 241, una sorgente alfa a lunga vita media, e Berillio, così da produrre neutroni in seguito alla reazione:



La sorgente è prodotta dalla AEA Techonology inc. con attività dichiarata di 3,7 GBq (ad Ottobre 2003), con energie di neutroni comprese tra 2 e 10 MeV [29].

Come descritto nel precedente capitolo, la PSA si effettua ponendo in correlazione l'integrale totale del segnale in uscita dal rivelatore (calibrato in keVee, come precedentemente descritto in figura 2.8) con la sua componente veloce (non calibrata), detta componente “fast”. Il grafico così ottenuto

mostra due luoghi di eventi: uno corrispondente ai gamma ed uno ai neutroni veloci (vedi figura 3.10).

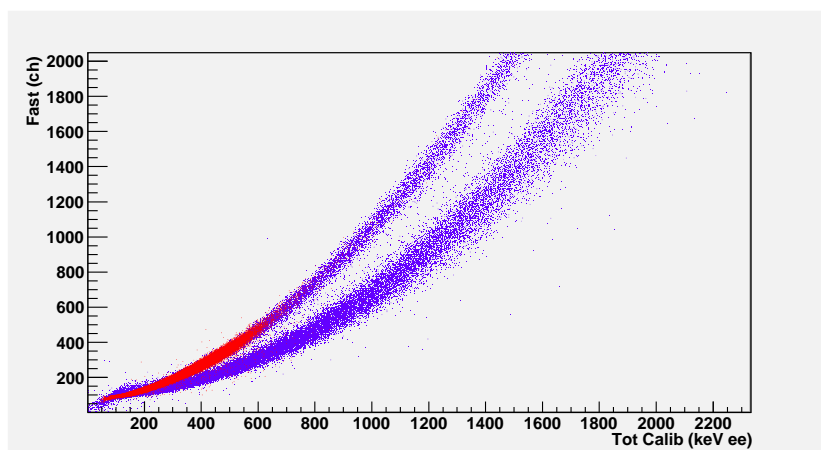


Figura 3.10: grafico bidimensionale ottenuto ponendo l'integrale totale del segnale in ascissa e la componente veloce in ordinata. In rosso sono rappresentati gli eventi da misure con sorgente gamma (^{137}Cs), in blu da misure con sorgente di neutroni (Am-Be). La tensione di alimentazione applicata è pari a 1400 V.

Per poter individuare la corrispondenza fra le due zone si sovrappone la figura ottenuta da una misura con la sorgente di neutroni a quella ricavata utilizzando una sorgente gamma: gli eventi di quest'ultima si posizionano sulla banda più alta, confermandola come la regione dei gamma.

In figura 3.11, che mostra un ingrandimento della figura precedente, si osserva che la soglia di discriminazione per neutroni e gamma è pari a circa 250 keVee, un valore sufficientemente basso per molti studi di reazioni nucleari. Questa soglia di discriminazione è risultata, inoltre, essere indipendente dalla tensione di alimentazione del PMT.

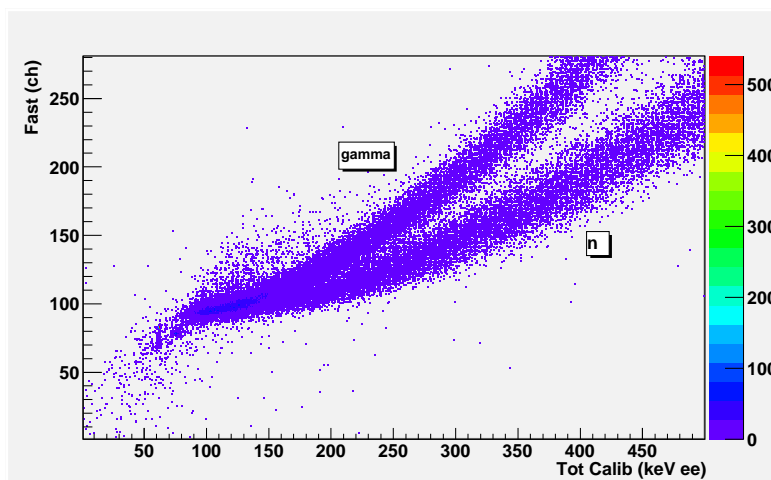


Figura 3.11: ingrandimento del grafico bidimensionale ottenuto da misure con sorgente di neutroni sull'area in cui inizia la discriminazione.

3.3 Test con sistema di acquisizione digitale

Per le future misure con RIPEN, si prevede di sostituire il tradizionale sistema analogico con un sistema di acquisizione dati digitale. Per effettuare le prime prove di digitalizzazione dei segnali è stato utilizzato un Flash ADC (digitalizzatore ad alta velocità) MAQbox Acqiris, ovvero di un dispositivo capace di campionare il segnale con una frequenza molto alta (nel nostro caso 1 GS/s). In questo modo il segnale viene acquisito completamente e si possono studiare successivamente tutte le caratteristiche in funzione ad esempio del tempo, della frequenza, della modulazione, ecc. In particolare è possibile integrare il segnale in diversi intervalli di tempo, o calcolare il tempo in cui è arrivato il segnale in riferimento ad un tempo prestabilito, ad esempio per calcolare tempi di volo.

Nei test preliminari qui di seguito riportati sono state acquisite le forme di alcuni segnali prodotti dai rivelatori esposti alla sorgente di neutroni (Am-Be). In figura 3.12 è riportato un esempio di queste forme.

Per applicare la tecnica di PSA, in questo caso, è possibile integrare l'impulso

offline, al momento dell'analisi dei dati. In figura 3.13, è riportata la relazione tra l'integrale della componente *fast* e dell'impulso totale. Tali integrali sono stati effettuati via software con il pacchetto ROOT.

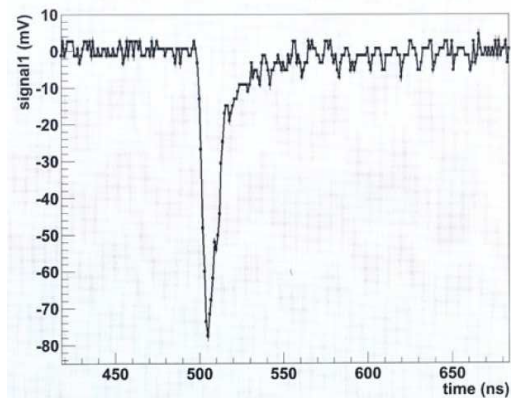


Figura 3.12: segnale campionato dal sistema di acquisizione e ricostruito.

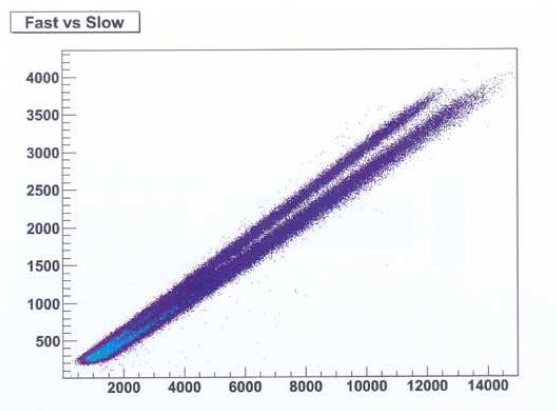


Figura 3.13: PSA con segnali acquisiti dal sistema digitale, per misure con sorgente di neutroni (Am-Be). Gli assi riportano valori in canali.

Capitolo 4

I rivelatori siliconici a scintillazione

In questo e nel prossimo capitolo verranno descritti alcuni studi effettuati su campioni di rivelatori a scintillazione prodotti presso il Laboratorio Rivelatori Organici dei Laboratori Nazionali di Legnaro. Si tratta di scintillatori organici composti da una base di polisilossano, un materiale elastico, simile al comune silicone, che riscuote un interesse sempre maggiore per i vantaggi offerti rispetto ai materiali plastici comunemente utilizzati [30].

La caratterizzazione di questi rivelatori è stata eseguita in lavori precedenti tramite numerose analisi e misure volte a verificarne le proprietà ottiche, la resistenza alle radiazioni, la resa di luce sotto irraggiamento con alfa e gamma e la riproducibilità [31, 32]. Dopo aver descritto i principali dettagli della composizione chimica e della preparazione, si riportano in questo capitolo alcuni recenti risultati che permettono di inquadrare lo stato del lavoro dei campioni oggetto di studio nei capitoli successivi. In particolare, si ritiene molto importante la verifica della stabilità della resa in luce nel tempo, una proprietà finora mai analizzata ma molto importante in vista di un futuro impiego dei rivelatori in esperimenti di fisica nucleare.

Questi studi sono svolti all'interno del progetto dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, denominato ORIONE (ORganic scIntillatros fOr NEutrons), che prevede la realizzazione di scintillatori di questo nuovo tipo per la rivelazione, oltre che di particelle cariche e gamma, dei neutroni lenti.

4.1 Proprietà degli scintillatori plastici

Gli scintillatori plastici sono rivelatori ampiamente diffusi in esperimenti di fisica nucleare per la loro alta efficienza, praticità e per la produzione di un segnale veloce (costante di decadimento di 2-3 ns), che li rende particolarmente adatti a misure di tempo o in ambienti con elevati flussi di particelle. L'impiego in esperimenti di alte energie, tuttavia, è limitato dal forte danneggiamento che questi subiscono in seguito ad alte dosi di radiazione [33]. L'interesse per un nuovo tipo di materiale elastico nasce quindi dalla possibilità di produrre rivelatori con prestazioni di resa in luce ed efficienza confrontabili con quelli comunemente usati, ma con una resistenza adeguata alle esigenze sperimentali. Inoltre, si vuole verificare la possibilità di effettuare un PSA del segnale, non possibile normalmente con gli scintillatori plastici.

I plastici, in generale, sono costituiti da una base polimerica, la “matrice”, in cui sono disciolte opportune sostanze scintillanti (ovvero che si diseccitano per emissione di fotoni), dette *dye* o “fluorofori”, in quantità dell'ordine del percento o frazioni di esso rispetto alla matrice. La rivelazione avviene per l'interazione delle particelle incidenti con strutture aromatiche presenti nella matrice ed il trasferimento dell'energia ricevuta ad un *dye* (fenomeno detto *energy transfer*, mostrato in figura 4.1). L'utilizzo di un secondo *dye*, detto *wavelength shifter*, è spesso necessario in quanto la radiazione emessa dal primo ha una lunghezza d'onda incompatibile con il fotomoltiplicatore impiegato per la rivelazione, ma, soprattutto, per aumentare la lunghezza di attenuazione della luce e la possibilità, quindi, di rivelare il segnale ottico anche in campioni di grande spessore (1-2 cm). Lo spettro di fluorescenza del primo *dye* è infatti parzialmente sovrapposto a quello di assorbimento, così

che per spessori elevati i fenomeni di riassorbimento diventano significativi, causando una graduale diminuzione di intensità di emissione con l'aumentare dello spessore, fino a totale scomparsa. Il *wavelength shifter* ha quindi il compito di assorbire i fotoni prodotti dal primo *dye* e riemetterli ad una lunghezza d'onda maggiore (generalmente nella regione visibile del blu) in modo da aumentare la lunghezza di attenuazione fino ad alcuni cm.

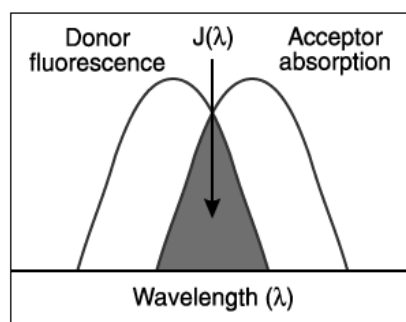


Figura 4.1: energy transfer (ET) tra la matrice (donatore) e il fluoroforo (accettore). La sovrapposizione dei due spettri di emissione e assorbimento è condizione necessaria per il verificarsi di ET.

I rivelatori comunemente utilizzati, come il BC400 prodotto dalla Saint Gobain [18], sono costituiti da una base polimerica di poliviniltoluene (PVT), e da due *dye*, il p-terfenil ed il POPOP, la cui struttura chimica è mostrata in figura 4.2.

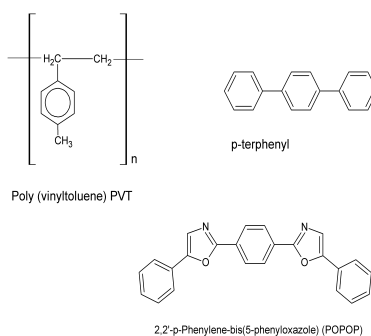


Figura 4.2: struttura chimica delle tre componenti del BC400.

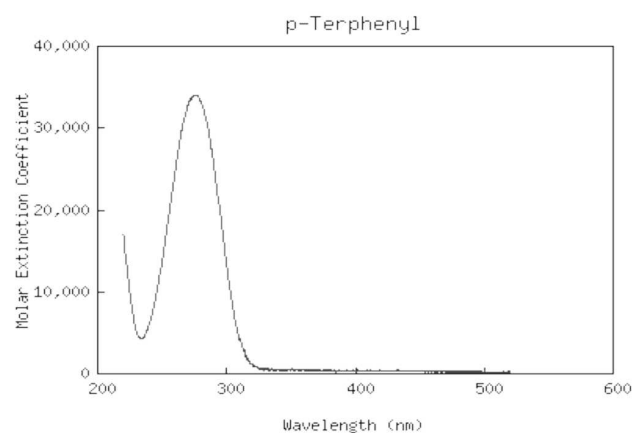


Figura 4.3: spettro di assorbimento del p-Terfenil.

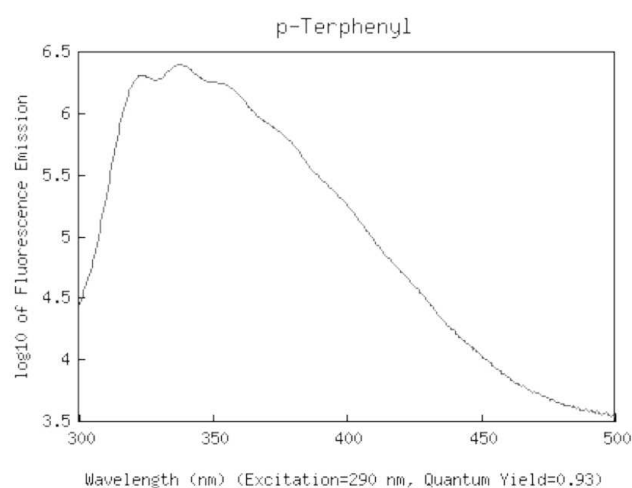


Figura 4.4: spettro di emissione del p-Terfenil.

Tutte e tre le componenti, in questo caso, hanno proprietà scintillanti, grazie alla presenza del benzene nella loro struttura chimica, mentre l'assorbimento e la riemissione a lunghezze d'onda opportune avviene tramite i due *dye*: la radiazione emessa per l'eccitazione del benzene con una lunghezza d'onda di circa 300 nm viene assorbita dal p-terfenil e riemessa a 350 nm (vedi figure 4.3 e 4.4), in coincidenza con la banda di assorbimento del POPOP che riemette a 400-450 nm (come mostrato in figura 4.5 e 4.6). Quest'ultimo intervallo di lunghezza d'onda dei fotoni emessi è adeguato per la rivelazione in quanto

risulta coincidere con la banda di massima efficienza del fotocatodo del PMT usato per le nostre misure (H6524 Hamamatsu), come mostrato in figura 4.7.

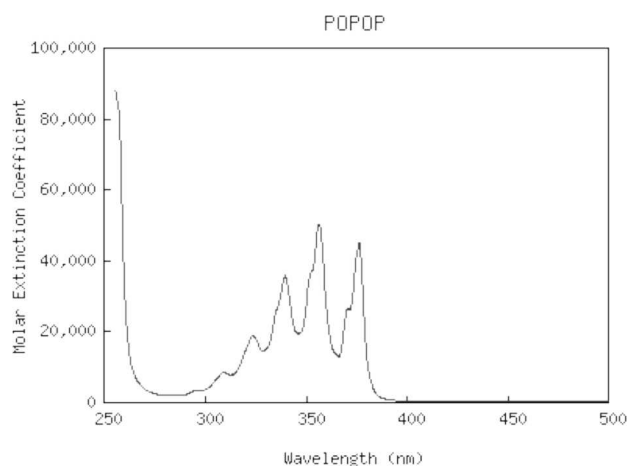


Figura 4.5: spettro di assorbimento del POPOP.

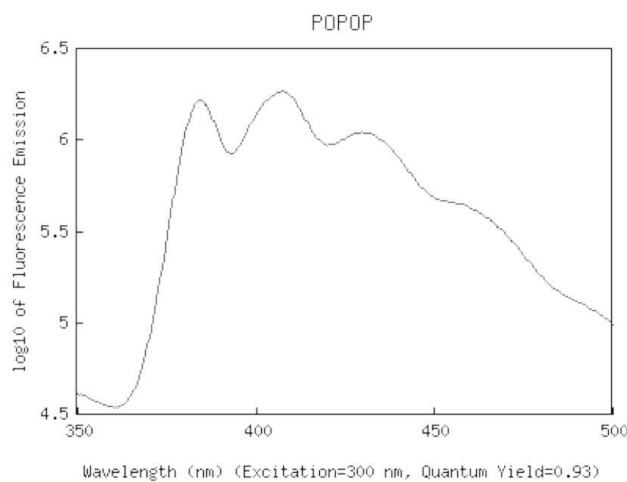


Figura 4.6: spettro di emissione del POPOP.

Il punto critico di questi materiali è il forte danneggiamento che essi subiscono se sottoposti ad alti flussi di radiazioni. La radiazione incidente, infatti, non solo eccita i centri di luminescenza, ma rompe anche i legami chimici, modificando di conseguenza le proprietà di emissione. Nei materiali più frequentemente usati, come il polistirene (PS) ed il poliviniltoluene (PVT), si osserva una drastica diminuzione della resa in luce e l'ingiallimento del campione già

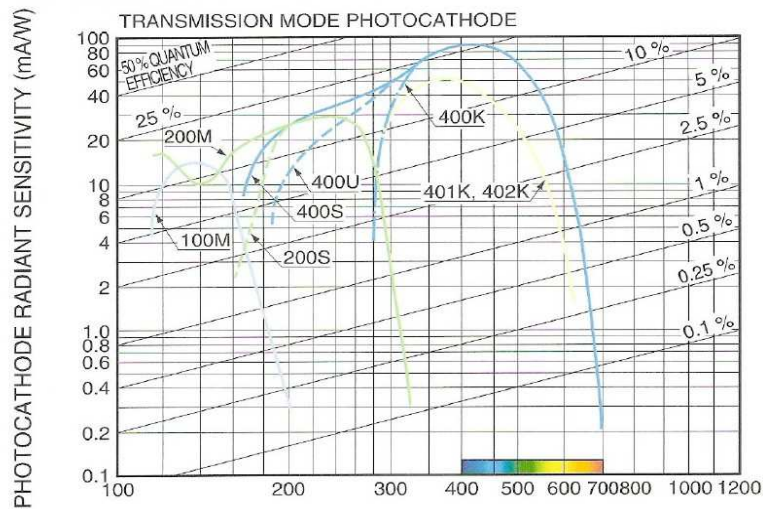


Figura 4.7: sensibilità del fotocathodo in funzione della lunghezza d'onda incidente. Il PMT utilizzato per queste misure si corrisponde alla curva K400. [34]

dopo 1 MRad di esposizione. Un miglioramento è stato ottenuto disperdendo fluorofori, come la molecola 3-hydroxyflavone, tali da spostare la lunghezza d'onda di riemissione fuori dalla zona danneggiata, che ne provocherebbe il riassorbimento. Tuttavia, pur migliorando la resistenza alla radiazione dello scintillatore [35], il 3-hydroxyflavone ha una scarsa resa di luce [36]. E' quindi rimasta l'esigenza di sintetizzare materiali in grado di subire un minor danno in seguito all'irraggiamento, preservando tuttavia una elevata resa di fluorescenza.

La soluzione studiata è la sintesi di scintillatori con matrici più resistenti rispetto al PS e al PVT, come il poliimmide o il polisilossano. Il primo polimero permette la produzione di scintillatori sottili molto resistenti, anche se con tempi di sintesi e costi elevati, che sono utilizzati per sistemi di monitoraggio del fascio, dove sono coinvolti alti flussi di ioni. I materiali polisilossani (PSS), detti anche gomme siliconiche, invece, oltre a mantenere le qualità dei plastici comuni (praticità, economicità, ecc.), presentano ulteriori vantaggi rispetto al PS e al PVT: trattandosi infatti di elastomeri,

più che di plastici, sono particolarmente flessibili, mantengono costanti le proprietà fisiche in un ampio intervallo di temperatura (è stato verificato un buon comportamento anche oltre i 200 °C [37]) e hanno dimostrato buone prestazioni fino ad una dose di esposizione di 10 Mrad. Sono quindi meno soggetti all'“ageing”, ovvero a tutti quei processi che portano ad una diminuzione delle prestazioni nel tempo. Viste le loro numerose qualità, questi materiali sono buoni candidati per sostituire gli scintillatori organici commerciali in esperimenti con alti flussi di radiazione e, a partire dagli anni '90, sono stati oggetti di molti studi per il loro perfezionamento.

I rivelatori di questo tipo prodotti ai LNL sono risultati, da numerose analisi, in grado di rivelare particelle cariche e neutroni veloci con una resa in luce ed efficienza paragonabile a quella degli scintillatori commerciali di riferimento. Sono invece in fase di verifica la loro riproducibilità e la capacità di rivelazione degli stessi drogati con Boro, al fine di rivelare anche i neutroni termici.

4.1.1 Scintillatori per neutroni termici

Come già osservato nel capitolo 2, mentre la rivelazione dei neutroni veloci è sempre possibile per gli scintillatori organici, grazie all'alta quantità di Idrogeno presente, per i neutroni termici è necessario drogare i campioni con opportune sostanze. Le principali componenti utilizzate nel caso degli scintillatori sono il Gadolinio ed il Boro, le cui reazioni con i neutroni sono descritte nel capitolo 2 (paragrafo 2.1).

Nel caso del drogaggio con il Gadolinio, dato che le dimensioni dei campioni oggetto di studio sono paragonabili se non inferiori alla lunghezza di attenuazione dei raggi X ($\lambda \approx 3\text{cm}$), una frazione non trascurabile della radiazione X esce dal materiale, per cui la resa di luce dei campioni risulta bassa [30]. Per quanto riguarda il Boro, invece, i neutroni moderati sono facilmente rivelati tramite i segnali indotti dalle alfa, particelle per le quali è possibile raggiungere un'efficienza di rivelazione anche prossima al 100% e che producono un picco ben distinto dal segnale di fondo (circa a 100 keVee). Si è optato quindi

per lo studio di scintillatori drogati con Boro, le cui prestazioni per neutroni termici e veloci sono analizzate in questo lavoro.

Nè il Gadolinio nè il Boro possono essere sciolti all'interno della matrice come polveri contenenti gli elementi puri perchè, essendo praticamente insolubili nelle resine siliconiche usate, agirebbero da centri di diffusione della luce, causando quindi l'opacità dei rivelatori sintetizzati e la conseguente perdita di resa di emissione. Per questo motivo si utilizzano dei composti organici che permettano di formare un prodotto omogeneo. I rivelatori sperimentati in questo lavoro sono stati drogati con il Boro tramite il composto orto-carborano $C_2H_{12}B_{10}$, che risulta solubile nella matrice siliconica.

4.2 Produzione dei campioni

4.2.1 Composizione

La matrice dei rivelatori è ottenuta dalla reticolazione di due resine base: il polidimetil-co-difenilsilossano terminato vinile (“resina A”), che rappresenta il costituente base, ed il polimetilfenil-co-metildrossilossano terminato idruro (“resina B”). La loro struttura molecolare è mostrata in figura 4.8. Sono stati effettuati numerosi test finalizzati a determinare i rapporti tra le concentrazioni dei costituenti tali da ottimizzare le prestazioni dei rivelatori. Ad esempio, si è cercato di portare al limite massimo la concentrazione di gruppi fenile (Benzene), in quanto responsabili della scintillazione, ma senza che questa produca l'effetto di *quenching*, ovvero l'autoassorbimento della luce prodotta.

La percentuale in moli di gruppi difenile nella macromolecola è determinata dalla composizione del composto A, che può essere prodotta con diverse percentuali di unità fenile ed è presente nella proporzione 100:10 rispetto

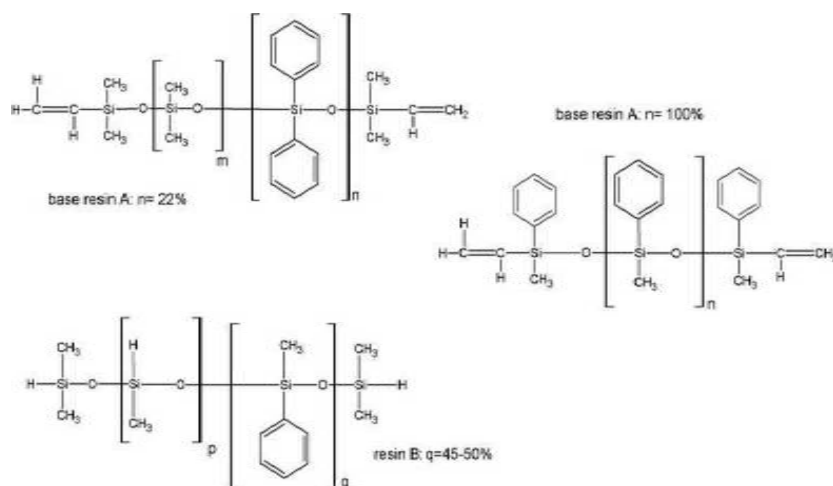


Figura 4.8: struttura chimica delle resine di partenza.

alla componente B. Per i campioni esaminati in questo lavoro, in particolare, la resina di base A è costituita da due differenti resine contenenti fenile e terminate vinile: il polidimetil-co-difenilsilossano, con il 22% di gruppo fenile, ed il polimetil-fenilsilossano, con il 100%, in rapporto di peso rispettivamente 90:10. In questo modo si è visto che si ottiene una maggior concentrazione di gruppo fenile, e quindi di stati eccitati che trasmettono l'energia di eccitazione ai *dye*, e allo stesso tempo un composto più omogeneo e trasparente.

Oltre alla resina base A e alla resina B, si aggiunge il Platino (con il complesso cyclovinilmethylidisilossano) per lo 0.05% del peso di resina A. Il suo ruolo è di catalizzatore, cioè di favorire la reazione di addizione tra il carbonio del gruppo vinilico (parte A) e l'idruro (parte B), così da creare il legame tra le due molecole. Tuttavia, dato che il composto del Platino è un catalizzatore "hot", nel senso che promuove la reazione anche a temperatura ambiente ed in tempi rapidissimi, lasciando poco tempo per la manipolazione del liquido (distribuzione in barattolo di polietilene, de-aerazione mediante inserimento del campione liquido in stufa da vuoto a 10 mm Hg), si aggiunge anche un inibitore (1% in peso) che gioca il ruolo di coordinarsi con il composto di Platino e di rallentarne l'azione. Il processo di de-aerazione è importante: se

bolle d'aria rimangono intrappolate nel polimero dopo la reticolazione, esse agiranno per la luce come centri di diffusione, con il risultato di diminuire anche di molto la trasparenza del materiale finale.

Il processo di reticolazione, che avviene tramite addizione del legame Si-H al doppio legame del gruppo vinile della resina base, può essere schematizzato in tre passaggi, come mostrato nelle figure seguenti (4.9, 4.10 e 4.11).

Dopo che i gruppi chimici reattivi (doppi legami e legami idruro Si-H) si avvicinano durante la fase di mescolamento, il composto del Platino si coordina con i doppi legami, indebolendoli.

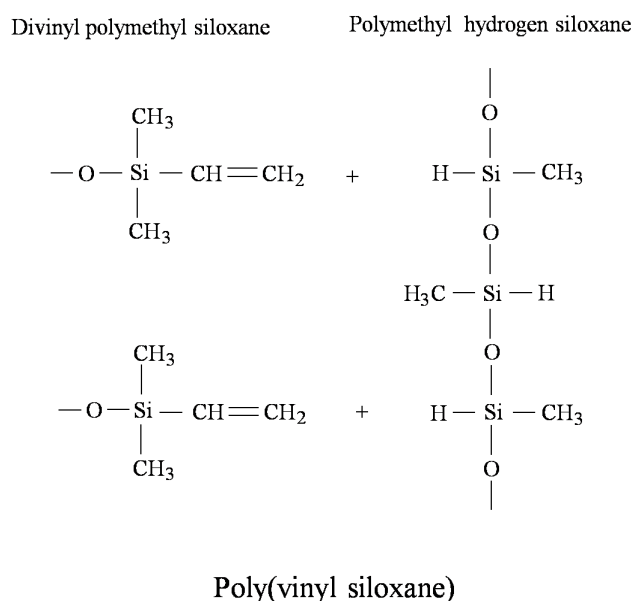


Figura 4.9: addizione del legame idruro Si H al doppio legame del gruppo vinile.

I doppi legami dei gruppi vinilici quindi si rompono, formando dei radicali carbonio molto reattivi (dato che gli elettroni spaiati sull'atomo di carbonio sono facilmente aggredibili).

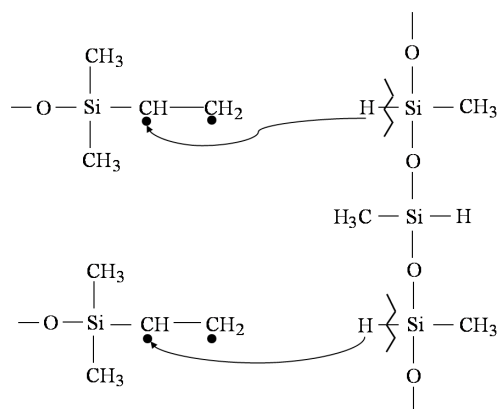
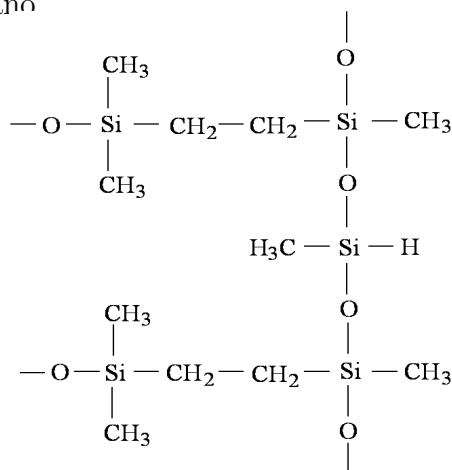


Figura 4.10: rottura dei doppi legami dei gruppi vinilici e formazione dei radicali carbonio.

Il legame Si-H si rompe a sua volta e l'idrogeno migra sul radicale carbonio vicino al silicio, mentre il carbonio radicale terminale si lega al silicio della catena di idrosilossano



Poly(vinyl siloxane) after setting

Figura 4.11: molecola finale, in seguito alla reticolazione.

Progressivamente, il liquido molto viscoso, formato dal mescolamento delle due resine, comincia a reticolare formando nuovi legami chimici sia nelle posizioni finali della catena di polidimetil-fenil silossano (resina A), sia nelle posizioni intermedie nella catena di idrosilossano (resina B), creando così una vera e propria rete di legami chimici covalenti molto forti. Il materiale

si trasforma dunque in un solido elastico con elevata resistenza termica e meccanica.

Come si diceva, la luminescenza ha luogo grazie alla struttura energetica dell'anello benzenico. La sua emissione, tuttavia, è centrata attorno ai 300 nm e non sono disponibili fotorivelatori molto sensibili in quella zona dello spettro. Per ottenere una buona resa di luce si utilizzano, come *dye* primario e come *wavelength shifter*, il PPO ed il dimetil-POPOP, rispettivamente presenti per l'1 o il 2% e lo 0.01 o lo 0.02% del peso della resina base. Il d-POPOP è stato scelto come alternativo al POPOP per la sua maggiore solubilità nelle resine siliconiche.

Infine, allo scopo di renderli sensibili ai neutroni moderati, alcuni campioni sono stati drogati con molecole contenenti Boro, in quantità tali da avere percentuali di Boro naturale pari al 4, 6 e 8%.

4.2.2 Preparazione

I polisilossani presentano i vantaggi di polimerizzare a temperatura ambiente (o poco sopra questa) e di non subire significative variazioni di volume, rimanendo elastici. Inoltre, altri problemi come il trasporto di calore o la presenza di sforzi residui, dovuti al processo di fabbricazione, possono essere rimossi nella produzione di grandi quantità di queste resine.

La procedura di preparazione dei campioni può essere sintetizzata attraverso alcune fasi:

1. mescolamento della resina A e del fluoroforo per un elevato numero di ore (circa 12);
2. aggiunta del Boro in forma di m-carborano;
3. aggiunta della resina B, del catalizzatore e dell'inibitore, e trasferimento del liquido nei barattoli;

4. rimozione dell'aria in una camera a vuoto a temperatura ambiente;
5. riscaldamento in vuoto a temperature tra i 40 C ed i 70 C , e mantenimento a questa temperatura per 12 ore, portando così a termine la reazione di reticolazione.

Il risultato è un materiale morbido, trasparente e molto flessibile.

I campioni che sono stati utilizzati per i test sono stati prodotti con una forma cilindrica (1.2 cm di raggio e qualche millimetro di spessore), data dal contenitore in cui vengono versati tutti i componenti, ma possono essere prodotti in una grande varietà di forme e dimensioni.

4.3 Caratterizzazione dei campioni in laboratorio

4.3.1 Misure di resa in luce e stabilità

Sono qui riportate le analisi di resa in luce e della stabilità della stessa, riguardanti i campioni usati per le misure sotto fascio (descritte nel prossimo capitolo). Si tratta di tre campioni drogati con il 4, 6 e 8% di Boro e di un campione siliconico privo di Boro, prodotti secondo il procedimento descritto nel paragrafo precedente (con 1% di PPO e 0.01% di dPOPOP). Per confrontare i risultati ottenuti per questi con un riferimento noto, si riportano anche i valori ottenuti con lo scintillatore commerciale EJ212 (privo di Boro) ed EJ254 (contenente il 5% di Boro).

Tramite misure eseguite in laboratorio, sottoponendo i campioni a sorgenti alfa e gamma (rispettivamente ^{241}Am e ^{60}Co , i cui dettagli sono nel capitolo 3), sono state ottenuti spettri delle ampiezze dei segnali. L'ampiezza del segnale corrisponde alla "resa in luce" in quanto è proporzionale al numero di fotoni di scintillazione emessi dal rivelatore per ogni particella incidente (se

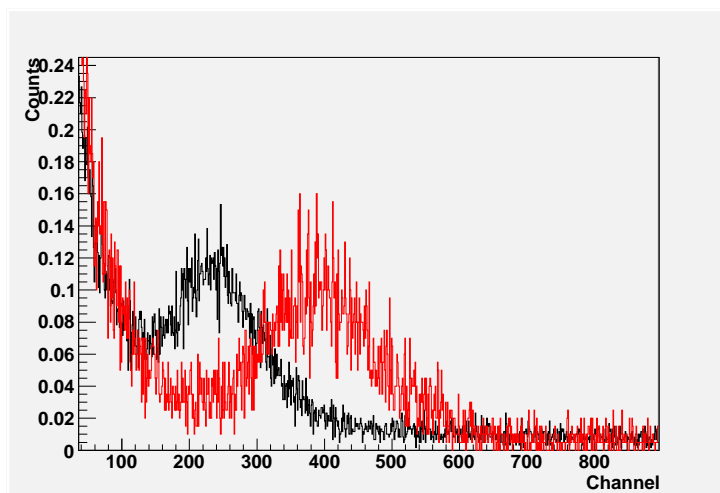


Figura 4.12: Spettro energetico (non calibrato) ottenuto sottoponendo ad una sorgente di neutroni (Am-Be) il campione siliconico contenente il 6% di Boro ed il campione dello scintillatore commerciale EJ254 (5% di Boro), rispettivamente rappresentati con la linea nera e rossa.

la catena elettronica rimane la stessa per ogni campione misurato). Esempi di spettri di resa in luce sono riportati in figura 4.12.

I risultati riportati nelle tabelle 4.1 e 4.2 mostrano una resa del 70% rispetto all'EJ212 per il campione privo di Boro, ed una resa simile, all'interno dei margini di errore, per i campioni drogati con Boro. Si può notare un'eccezione solamente per il campione con l'8% di Boro, che mostra una lieve diminuzione. Bisogna specificare che il confronto con l'EJ254 porta a valori di resa maggiori in quanto l'EJ254 stesso ha una resa rispetto all'EJ212 pari al 74%. Gli errori sono stati valutati, con un metodo analogo a quello mostrato nel capitolo 5, dalla risoluzione energetica (larghezza dei picchi), normalmente scarsa per gli scintillatori organici.

Al fine, invece, di valutare la stabilità delle prestazioni nel tempo, i campioni di scintillatori sono stati sottoposti a tre misure con sorgenti, a distanza di circa un mese ciascuna. In particolare, in figura 4.13 è riportato l'andamento della resa in luce, relativa alla resa di un campione di EJ212, dei tre rivelatori

Tabella 4.1: resa in luce dei campioni siliconici, relativa ai campioni di riferimento di EJ212 ed EJ254, sottoposti a radiazione α .

%B	resa (%EJ212)	resa (%EJ254)
-	65 ± 16	-
4	44 ± 13	66 ± 22
6	40 ± 14	64 ± 24
8	37 ± 13	54 ± 17

Tabella 4.2: resa in luce dei campioni siliconici, relativa ai campioni di riferimento di EJ212 ed EJ254, sottoposti a radiazione γ .

%B	resa (%EJ212)	resa (%EJ254)
-	74 ± 15	-
4	49 ± 12	69 ± 16
6	48 ± 11	62 ± 15
8	41 ± 17	57 ± 11

siliconici sottoposti ad irraggiamento nelle misure al CN descritte nel capitolo 5: le prime due misure (Marzo ed Aprile) sono state eseguite prima dell'irraggiamento, la terza (Maggio) dopo l'irraggiamento. E' possibile dunque valutare la variazione della resa in luce, non solo per il possibile deterioramento nel tempo del materiale, ma anche in seguito all'utilizzo dei campioni sotto fascio. Dal grafico si può osservare che i campioni non presentano variazioni significative di resa in luce, e si può dedurre, pur in presenza di errori sperimentali grandi, la stabilità delle loro prestazioni per l'intervallo di tempo considerato e in seguito all'utilizzo nelle misure con fascio accelerato.

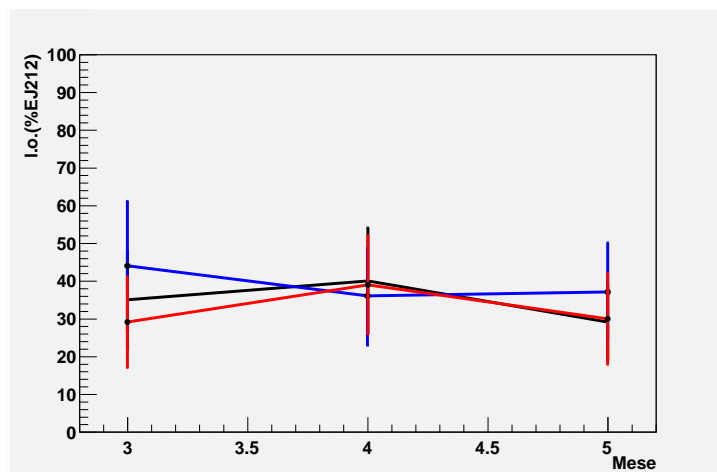


Figura 4.13: resa in luce dei campioni siliconici drogati con Boro nelle tre misure effettuate in Marzo Aprile e Maggio 2010 (corrispondenti ai valori 3, 4 e 5 in ascissa) sottoposti ad una sorgente di particelle alfa (^{241}Am). La linea nera, blu e rossa corrispondono rispettivamente ai risultati ottenuti per i campioni con il 4%, il 6%B ed l'8% di Boro. I valori in ordinata sono le posizioni dei picchi (rese di luce) relative alla resa dell'EJ212.

4.3.2 Misure di fotoluminescenza

Le misure di fotoluminescenza sono state svolte presso i Laboratori del Dipartimento di Ingegneria dei materiali dell'Università di Trento, dove è in corso uno studio approfondito sulle proprietà di emissione ed assorbimento delle varie componenti di questi materiali [38]. Il test si esegue eccitando le molecole dei rivelatori con una radiazione avente una lunghezza d'onda determinata (λ_{ex}) e misurando la risposta di fluorescenza complessiva (spettri di emissione) o ad una particolare lunghezza d'onda (spettri di eccitazione).

In figura 4.14 sono mostrati gli spettri di fluorescenza per scintillatori PSS non drogati con Boro, ottenuti con una radiazione incidente con $\lambda_{ex}=270$ nm.

Si possono osservare le radiazioni emesse a 315, 360 e 430 nm, rispettivamente dal polimero di polisilossano, dal PPO e dal dPOPOP. Considerando che λ_{ex} si trova nell'intervallo di eccitazione del polimero, il rapporto pari a circa 1 tra le intensità del dPOPOP ed del PPO indicano il buon trasferimento di energia dalla base e tra le due molecole. Invece, dalla figura 4.15, relativa solamente alla fluorescenza del dPOPOP, si osserva che la concentrazione di Boro non influenza l'intensità di emissione del fluoroforo, e quindi la presenza di molecole contenenti il Boro non disturba le molecole dei *dye*, mentre all'aumentare della concentrazione di Boro si verifica uno spostamento del picco da 429 nm a 435 nm ed un allargamento del picco relativo al dPOPOP. Quest'ultimo effetto indica che le molecole di Boro influenzano le proprietà del dPOPOP, probabilmente a causa dell'affinità di entrambe le molecole con lo stesso sito del polimero.

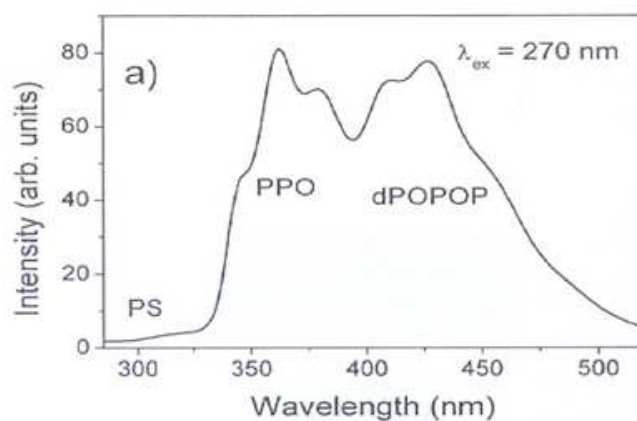


Figura 4.14: spettro di luminescenza ($\lambda_{ex} = 270$ nm) di un rivelatore siliconico non drogato rappresentante le emissioni caratteristiche del polisilossano, del PPO e del dPOPOP.

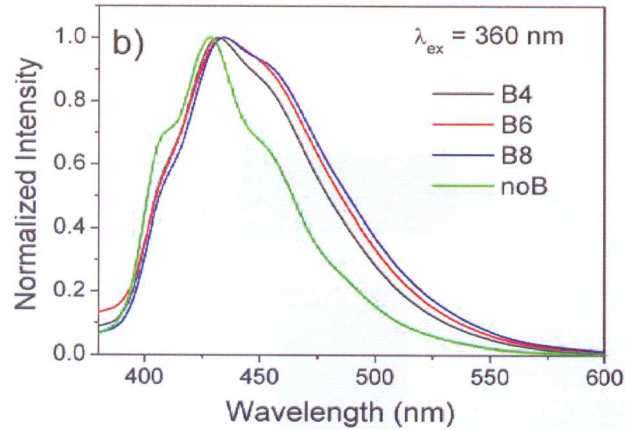


Figura 4.15: spettro di luminescenza ($\lambda_{ex} = 360$ nm) per il dPOPOP, con diverse concentrazioni di Boro.

4.3.3 Misure IBIL

La tecnica IBIL (Ion Beam Induced Luminescence), eseguita in misure condotte presso l'acceleratore AN2000 dei LNL, consiste nel bombardare i campioni con un fascio di ioni noti e misurarne poi lo spettro di fluorescenza in funzione del tempo di esposizione. Questa analisi è importante perché si posiziona ad un livello intermedio tra la valutazione degli spettri di emissione fatti con lampade alogene (fotoluminescenza) ed i test di resa di luce con sorgenti, descritte nel paragrafo precedente. L'utilizzo di ioni carichi accelerati, infatti, equivale alle misure fatte con sorgente, ma con intensità molto maggiori e con una definizione molto precisa della posizione di incidenza.

Gli spettri IBIL mostrati in figura 4.16, pur assomigliando a quelli ottenuti per fotoluminescenza, mostrano, a differenza di questi, un incremento dell'emissione a 315 nm per gli scintillatori drogati con Boro. Si deduce in questo modo che le molecole di Boro impediscono il trasferimento di energia dalla matrice ed aumentano la frequenza di trasmissione per emissione radiativa.

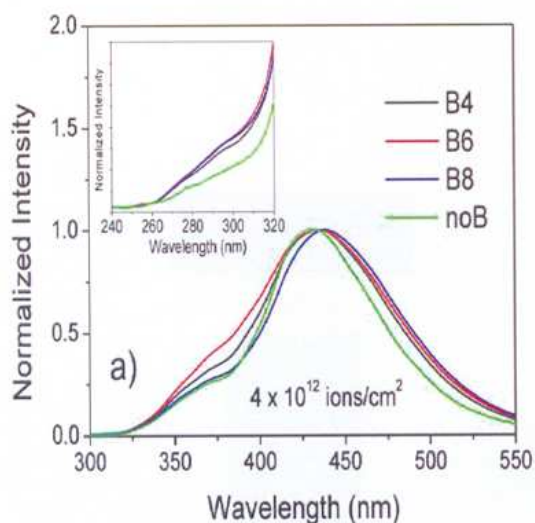


Figura 4.16: spettri Ibil ottenuti da campioni siliconici drogati e non, per un flusso di radiazione pari a $4 \times 10^{12} \text{ioni/cm}^2$. Nel riquadro è evidenziata la curva di emissione caratteristica della matrice di polisilossano.

E' possibile, inoltre, valutare il degrado subito per l'esposizione ad alti flussi di radiazione. Ad esempio, negli spettri di figura 4.17, ottenuti dopo l'esposizione dei campioni ad un flusso di radiazioni maggiore rispetto ai precedenti, si osserva apparire una banda a 600 nm. Questa è attribuita al danno subito dalla matrice polimerica del rivelatore, e trova conferma nel grafico di figura 4.18, dove è mostrato l'andamento dell'intensità di emissione in funzione del flusso di radiazione (*fluence*) e si osserva l'emissione a 600 nm giungere ad un massimo a $8 \times 10^{14} \text{ioni/cm}^2$ e poi decrescere lentamente. Nello stesso grafico si può osservare inoltre il degrado subito dai *dye* (320 e 430 nm) e dalla matrice (315 nm), risultato verificato indipendente dalla quantità di Boro presente.

Sempre per valutare la resistenza alle radiazioni, è stata misurata la diminuzione dell'intensità di luce emessa in funzione della "densità di energia" rilasciata ρ_E (eV/nm^3), definita come:

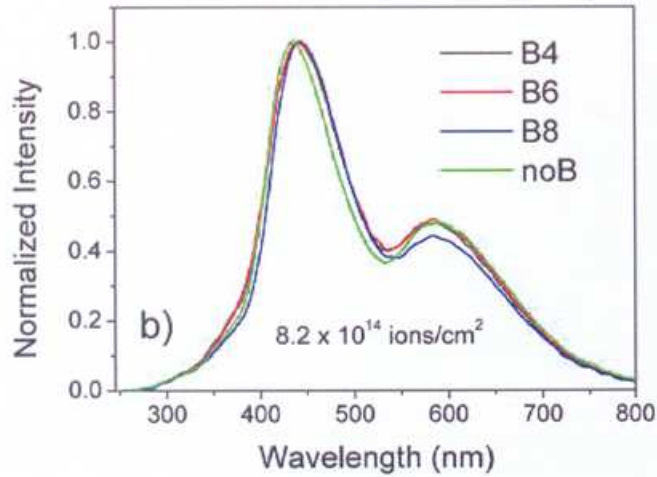


Figura 4.17: spettri Ibil ottenuti da campioni silicici drogati e non, per un flusso di radiazione pari a 4×10^{12} ioni/cm².

$$\rho_E = \frac{\Phi \cdot E}{R}$$

dove Φ è il flusso di radiazione (ioni/cm²), E è l'energia incidente (1.8×10^6 eV) e R è il raggio (calcolato essere 8500 nm tramite un codice di simulazione) [39]. Come si osserva in figura 4.19 i materiali polisilossani presentano una resistenza alle radiazioni molto simile a quella mostrata dal PS, ad eccezione della resina contenente la maggior percentuale del gruppo fenile (22%), che mostra un minor degrado della resa in luce. Questo è spiegato per la maggior quantità di legami Si-O, che hanno un'alta energia di legame e conferiscono una maggiore resistenza alla radiazione.

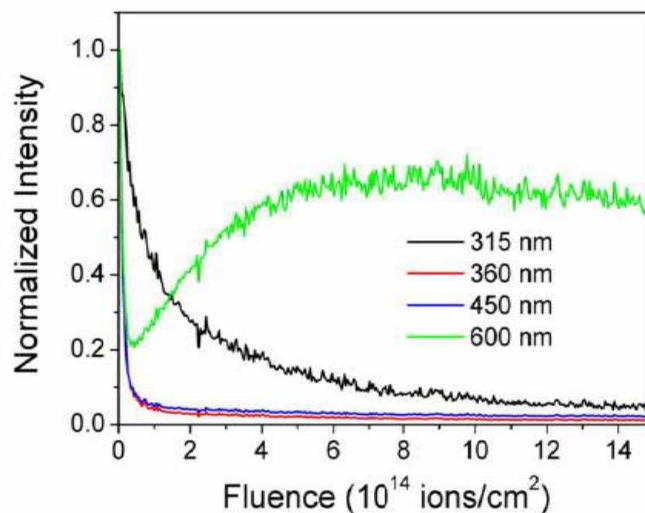


Figura 4.18: diminuzione dell'intensità di emissione in funzione del flusso di radiazione ($ioni/cm^2$) per il campione con l'8% di Boro, per le tre diverse lunghezze d'onda caratteristiche del PS, PPO e dPOPOP.

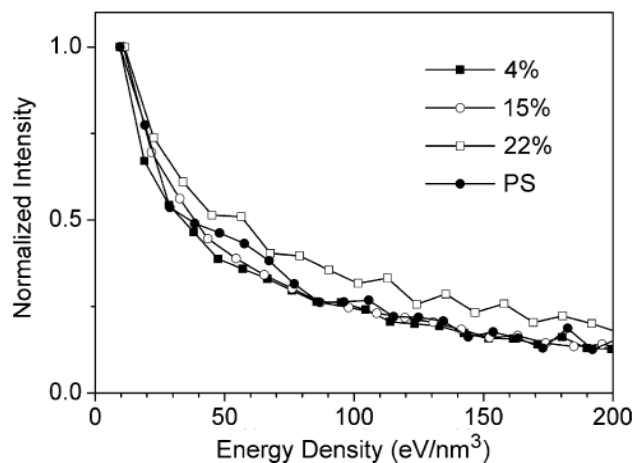


Figura 4.19: intensità della resa in luce, in funzione della densità di energia depositata, per polisilossani (non drogati con Boro) con diverse percentuali del gruppo fenile e per il PS.

Capitolo 5

Misure di efficienza relativa per la rivelazione dei neutroni

Le misure sono state effettuate presso l'acceleratore CN dei Laboratori Nazionali di Legnaro, in due turni (in Febbraio e in Aprile 2010), con campioni di due serie che presentano alcune differenze nella quantità di *dye* disciolti (vedi capitolo 4). Utilizzando la reazione prodotta da un fascio pulsato di protoni su un bersaglio di Litio (LiF), è stata analizzata la risposta dei campioni di scintillatori silicici, descritti nel capitolo precedente, sia per neutroni veloci che per i termici. Sono state eseguite misure sia di tempo di volo sia di energia rilasciata dalle particelle nei rivelatori, tramite un sistema elettronico analogico, con lo scopo di discriminare le diverse radiazioni incidenti e di studiare l'efficienza relativa dei rivelatori. Con il sistema MAQbox Acqiris, un digitalizzatore ad alta velocità, sono state invece acquisite le forme dei segnali, così da analizzare la possibilità di PSA.

5.1 L'apparato sperimentale

L'acceleratore CN dei Laboratori Nazionali di Legnaro è un Van De Graaf da 7 MV. La macchina può produrre fasci continui o pulsati di ioni ^1H , ^2H , ^3He , ^4He

con carica singola o doppia, oppure ioni ^{15}N con carica doppia. L'energia può variare da qualche MeV fino ad un massimo di 14 MeV, per il caso di tensione massima di terminale e stato di carica +2. Per la misura in questione si è utilizzato un fascio pulsato di protoni ad un'energia di 4 MeV, con correnti attorno ai 250 nA¹.

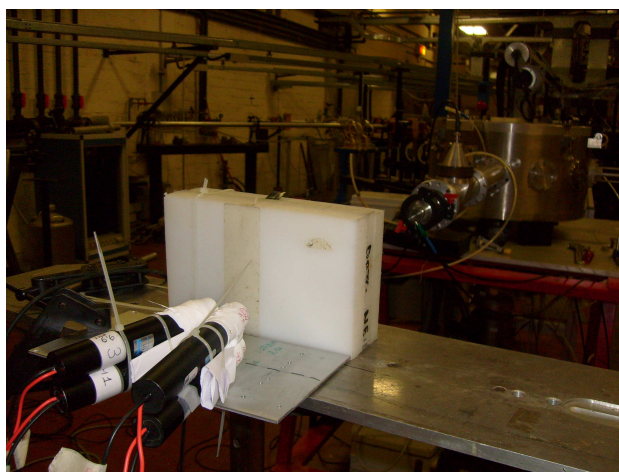


Figura 5.1: set up sperimentale al termine della linea dell'acceleratore CN. Si possono osservare la camera di reazione, in cui è posizionato il bersaglio di Litio, il blocco di materiale per la moderazione dei neutroni e i quattro PMT accoppiati e fasciati con i campioni di rivelatore.

Il bersaglio di Litio è stato posto in una camera di reazione al termine di una delle sette linee sperimentali dell'acceleratore, mentre i rivelatori sono stati disposti davanti alla camera, in aria, ad una distanza di circa 60 cm. Le misure sono state effettuate disponendo da due a quattro campioni di scintillatori siliconici per volta. Si è effettuata anche una misura con un rivelatore BC501 dell'apparato RIPEN. Si è avuto cura che i plastici fossero disposti il più vicino possibile alla direzione del fascio, per massimizzare il numero di neutroni incidenti sui rivelatori, e ad angoli uguali rispetto allo stesso, così da essere sottoposti allo stessa intensità di neutroni incidenti.

¹ $1.5 \cdot 10^{12}$ particelle al secondo

I campioni sotto analisi sono stati accoppiati ad un PMT di dimensioni adeguate e a fasciati con teflon, per assicurarne l'isolamento dalla luce esterna.

Al fine di ottenere neutroni moderati, infine, è stato posizionato fra il bersaglio di Litio e i rivelatori un blocco di polietilene ad alta densità, di spessore pari a 6 cm.

5.2 La catena elettronica

L'acquisizione e l'elaborazione dei segnali è stata effettuata in parallelo con un sistema di tipo analogico e con un sistema di tipo digitale.

Per quanto riguarda la parte analogica, è stata costruita una catena elettronica che potesse fornire sia l'energia del segnale in uscita dal rivelatore sia il tempo di volo delle particelle, misurato a partire dall'istante in cui i protoni colpiscono il bersaglio di Litio fino all'arrivo sul rivelatore dei prodotti della reazione. Per l'informazione temporale relativa all'arrivo del fascio di protoni è stato usato un *pick-up*, ovvero un dispositivo capacitivo sensibile al passaggio di corrente, posto immediatamente prima del bersaglio.

I segnali dei rivelatori, prelevati dagli anodi di ciascun PMT, sono stati sdoppiati da un modulo Fan In Fan out, così da essere mandati sia a generare il segnale relativo all'energia, sia a formare un impulso di start per la misura del tempo di volo. Per la misura dei tempi è stato infatti utilizzato un modulo TAC (*Time to amplitude converter*), il cui segnale in uscita è proporzionale al tempo intercorso tra la ricezione di uno start, dato appunto dai segnali registrati dai campioni, e di uno stop, fornito dal segnale del *pick-up*, opportunamente ritardato. E' stata scelta questa configurazione così da registrare unicamente gli eventi in cui i campioni hanno prodotto un impulso.

Sono stati quindi predisposti moduli ADC, per la conversione digitale degli impulsi, con canali dedicati ai segnali di tempo e di energia per ciascun campione sottoposto alla misura. Il segnale di *strobe*, infine, cioè l'abilitazione

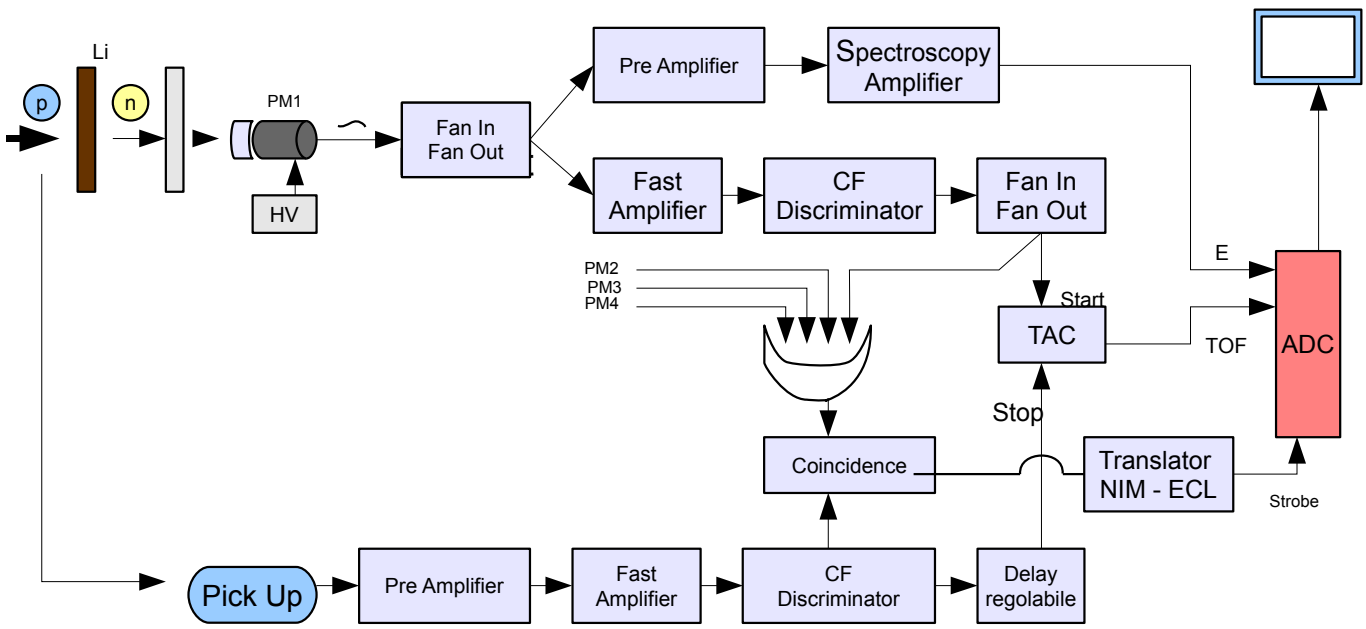


Figura 5.2: schema della catena elettronica analogica utilizzata per l'acquisizione e l'elaborazione dei segnali.

all'acquisizione dei dati, è stato creato ponendo in coincidenza il segnale di *pick-up* e l'OR logico delle uscite dei fotomoltiplicatori, in modo da venire attivato solamente in presenza di dati utili all'analisi.

Le componenti e i collegamenti della catena elettronica sono mostrati in dettaglio in figura 5.2.

Tutti i dati raccolti sono stati registrati su un PC posizionato nella sala di controllo dell'acceleratore, tramite un sistema di acquisizione multiparametrico commerciale (KMAX) [25].

Per quanto riguarda l'acquisizione digitale Acqiris, esso campiona i segnali prelevati direttamente dai fotomoltiplicatori usando un *trigger* dato dal segnale del *pick-up* anch'esso campionato. In tale maniera è possibile risalire ai tempi di volo della radiazione emessa (neutroni o gamma).

5.3 I campioni

Per il primo turno di misura sono riportate le analisi eseguite sul campione siliconico privo di Boro, contenente il 2% di PPO e lo 0,02% di dPOPOP. Per il secondo turno sono stati analizzati campioni contenenti l'1% di PPO, lo 0,01% di dPOPOP ma diversa quantità di Boro.

In entrambi i turni sono state fatte misurazioni anche per gli scintillatori commerciale EJ212 (privo di Boro) ed EJ254 (contenente il 5% di Boro), descritti nel capitolo 2, così da avere un riferimento ad un rivelatore noto.

5.4 La reazione

La reazione ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, usata per le nostre misure, è ampiamente sfruttata per avere neutroni monoenergetici in un range di energie comprese tra i keV e i MeV.

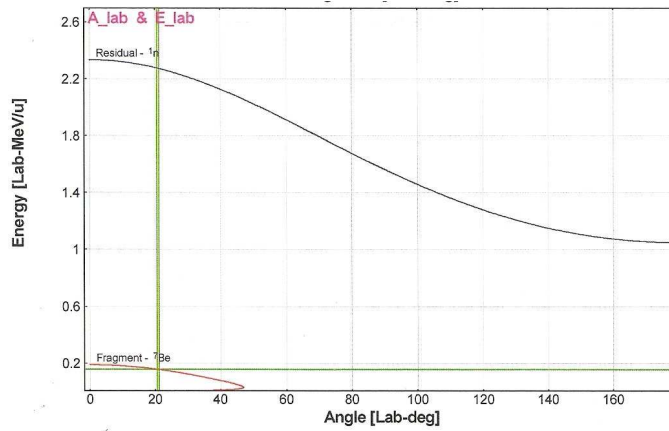


Figura 5.3: energia dei prodotti di reazione in funzione dell'angolo di emissione, nel sistema di riferimento del laboratorio.

La reazione presenta una soglia per $E_p = 1.881$ MeV e un picco per la sezione d'urto, largo centinaia di keV, per $E_p = 2.25$ MeV. Nel nostro caso è stato utilizzato un fascio di protoni di energia pari a 4 MeV, che porta quindi alla produzione di neutroni con energia pari a 2.322 MeV nella direzione del fascio (vedi figura 5.3).

5.5 Calibrazione dei tempi di volo

I segnali forniti dal TAC hanno permesso di ottenere gli spettri dei tempi di volo che mostrano in modo molto chiaro i picchi relativi al passaggio dei neutroni veloci e dei gamma, come si vede dalla figura 5.4. Si deve precisare che la scala dei tempi è invertita rispetto all'andamento reale, come si può notare dal fatto che i gamma sono posizionati a canali maggiori rispetto ai neutroni veloci. Questa inversione è dovuta al fatto che sono stati utilizzati i segnali dei rivelatori come start del TAC e il segnale ritardato del *pick-up* come stop, come precedentemente descritto.

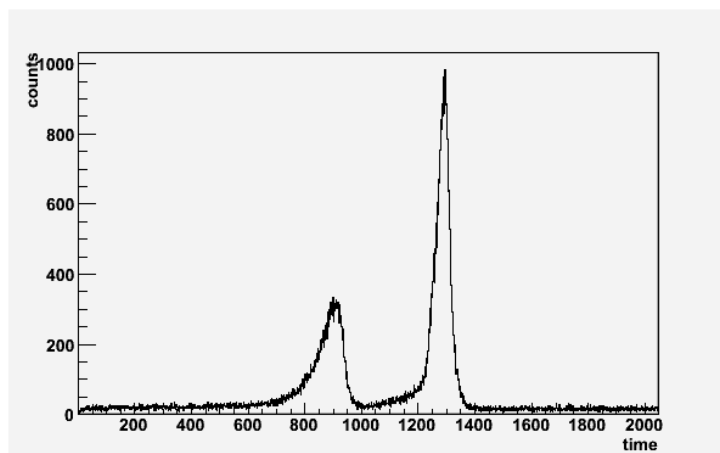


Figura 5.4: spettro dei tempi di volo (non calibrati) relativo ai segnali del campione 3, contenente l'8% di Boro.

Una calibrazione relativa dell'asse dei tempi può essere effettuata considerando che:

- il modulo TAC traduce un intervallo temporale, compreso tra 0 e 200 ns, in un segnale da 0 a 10 V,
- il modulo ADC traduce un segnale di input da 0 a 8 V su 2048 canali.

Pertanto il fattore di calibrazione è stato ricavato dal seguente calcolo:

$$\frac{200 \text{ ns}}{10 \text{ V}} \frac{8 \text{ V}}{2048 \text{ ch}} = 0.078 \frac{\text{ns}}{\text{ch}}$$

Si è ottenuto quindi uno spettro della distribuzione dei tempi di arrivo delle particelle calibrato in ns, come mostrato in figura 5.5. Il tempo ottenuto è comunque un tempo relativo che dipende dal ritardo posto sui segnali del *pick-up*.

Tramite un fit gaussiano si ricava che il primo picco è centrato a circa 70 ns mentre il secondo a circa 100 ns.

La differenza misurata di circa 30 ns (che invece è un tempo assoluto) tra i tempi di arrivo dei neutroni e dei gamma trova conferma in calcoli basati

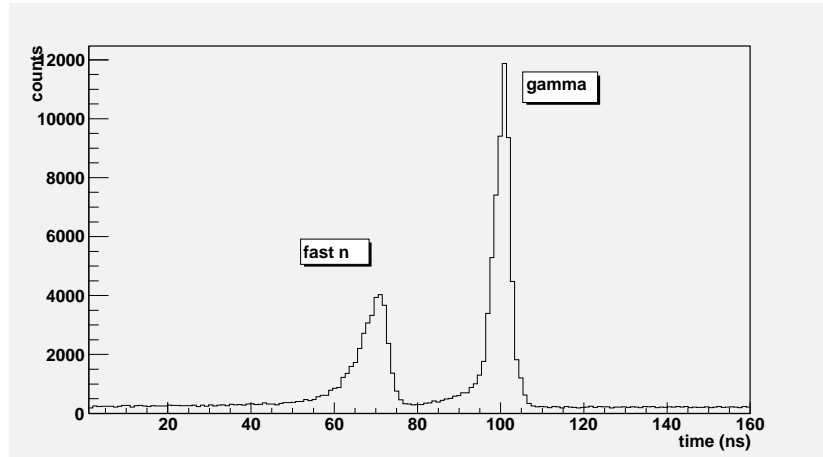


Figura 5.5: spettro dei tempi di volo, calibrati in ns.

sulla cinematica. Si può infatti stimare che per i gamma il tempo di volo sia dato da

$$t = \frac{s}{c} = \frac{0.6 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \cong 2 \text{ ns}$$

mentre per i neutroni, considerando l'energia con cui vengono emessi nella direzione del fascio (2.322 MeV), può essere stimato a partire dall'espressione dell'energia cinetica

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v^2 = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{s}{t} \right)^2$$

dove $s = 60 \text{ cm}$ (la distanza tra il bersaglio ed i prodotti), da cui

$$t = \left(\frac{E_n 2}{m_n s^2} \right)^{-1/2} = \left(\frac{2.322 \text{ MeV} 2}{939.565 \text{ MeV}/c^2 (0.6)^2 m} \right)^{-1/2} \cong 28 \text{ ns}$$

Tramite la verifica della differenza tra i due tempi di arrivo si ha, pertanto, entro gli errori, conferma della corretta individuazione dei due tipi di radiazione.

5.6 Calcoli di efficienza relativa

L'efficienza di ciascun campione, ovvero il numero di particelle rivelate rispetto a quelle incidenti, è stata stimata relativamente agli scintillatori commerciali di riferimento di uguali dimensioni, l'EJ212 (non borato) e l'EJ254 (borato al 5%), non avendo nessun tipo di misura assoluta del numero di neutroni prodotti.

Oltre i neutroni lenti, derivanti dalla moderazione provocata dal blocco di polietilene, vengono rivelati anche i neutroni veloci, ovvero che passano lo spessore di moderatore senza venire significativamente rallentati, ed i gamma, prodotti nella reazione dei protoni con il Litio. I diversi prodotti sono identificati tramite la creazione di grafici bidimensionali, che mettono in relazione il tempo di volo delle particelle prodotte sul bersaglio di Litio e l'energia dei segnali prodotti dallo scintillatore². Osservando la figura 5.6, si possono notare quattro luoghi di eventi:

- a** il rumore elettronico,
- b** i neutroni moderati,
- c** i gamma,
- d** i neutroni veloci.

Visti i tempi caratteristici del processo di moderazione, i segnali relativi ai neutroni moderati si distribuiscono lungo tutto il range di conversione del TAC (200 ns). La loro rivelazione avviene unicamente in presenza del Boro

²I dati sono stati analizzati tramite l'utilizzo del pacchetto software ROOT [26].

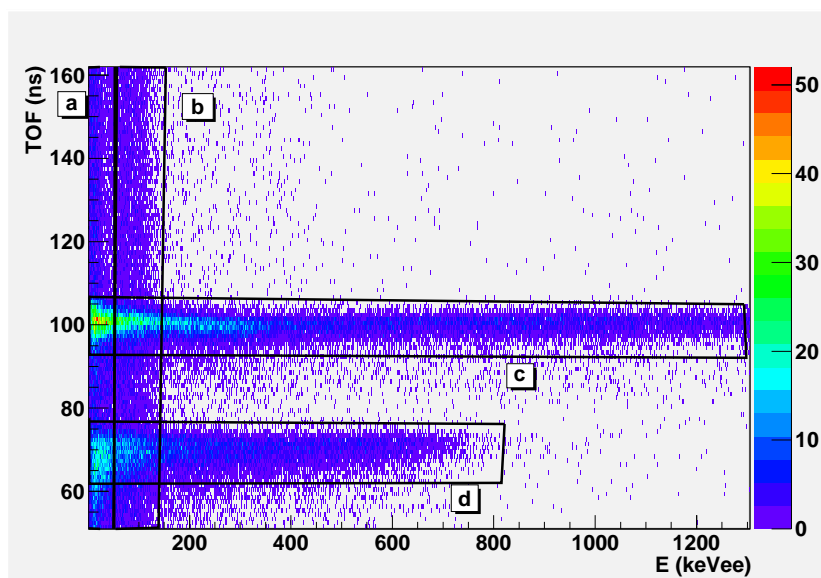


Figura 5.6: spettro bidimensionale relativo al campione 3, contenente l'8% di Boro. Posizionando in ascissa le energie e in ordinata i tempi di volo degli eventi, è visibile una separazione tra i diversi prodotti della reazione. Le 4 zone corrispondono a: a) il rumore elettronico, b) i neutroni moderati, c) i gamma, d) i neutroni veloci.

(grazie alla reazione di cattura $^{10}\text{B}(n,^4\text{He})^7\text{Li}$, come visto nel capitolo 2), per cui la scintillazione è provocata dal deposito di energia nel rivelatore delle particelle alfa e del Litio. A riprova di ciò si osserva, dal confronto dello spettro di figura 5.6 con lo spettro di figura 5.7, relativo al campione siliconico privo di Boro, la mancanza della regione verticale b corrispondente ai neutroni moderati.

Questi grafici bidimensionali hanno avuto un ruolo importante nell'analisi delle efficienze, in quanto hanno permesso di produrre spettri di energia con gli eventi selezionati in zone specifiche nella matrice di figura 5.6.

Gli assi delle energie sono stati calibrati con lo stesso procedimento descritto

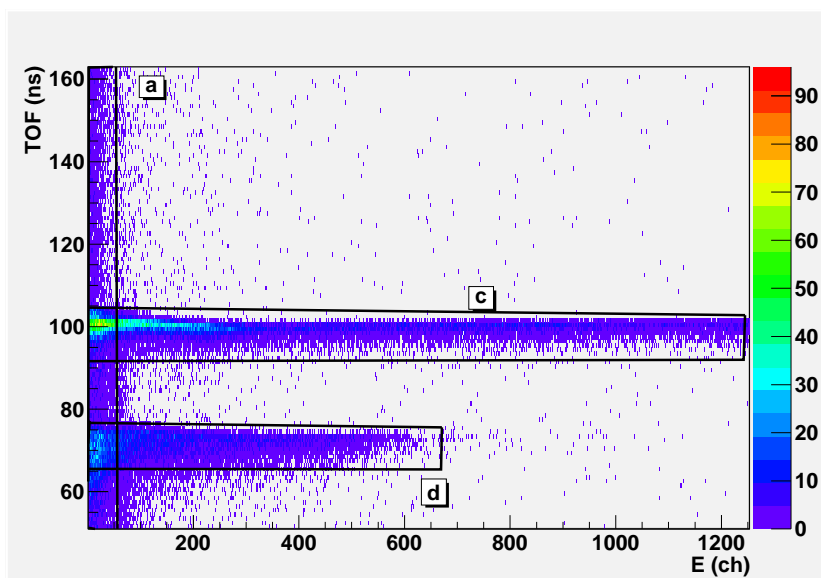


Figura 5.7: spettro bidimensionale relativo al campione privo di Boro. Si nota come, a differenza della figura precedente, non vi sia la regione verticale b) corrispondente ai neutroni moderati.

nel capitolo 3 per i rivelatori di RIPEN, ovvero mediante l'analisi di spettri prodotti con sorgenti gamma (^{137}Cs , ^{60}Co e ^{88}Y), acquisiti nelle stesse condizioni sperimentali delle misure sotto fascio.

5.6.1 I neutroni moderati

Per le misure è stata regolata l'amplificazione in modo che i segnali relativi alle particelle alfa di cattura si posizionassero attorno al canale 100 in energia, ben distinti dal rumore.

Per calcolare il numero di conteggi relativi ai neutroni moderati (zona b), senza i contributi dei gamma e dei neutroni veloci, è stato effettuato l'integrale del picco presente nello spettro energetico, formato solamente dagli

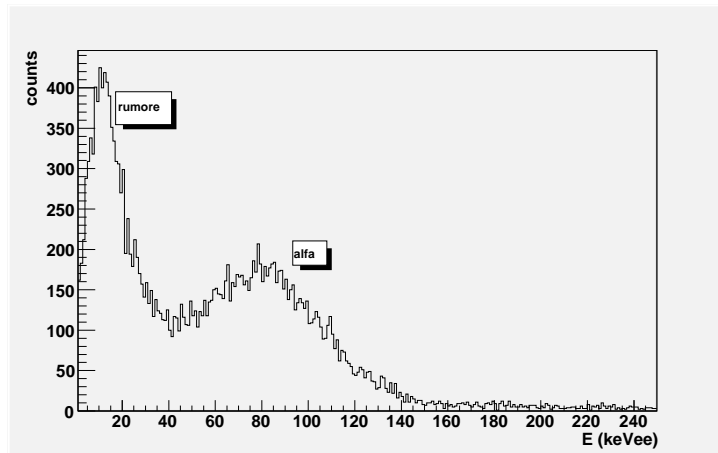


Figura 5.8: spettro energetico per i neutroni termici (senza eliminazione del rumore elettronico). La parte dello spettro indicata con “alfa” corrisponde alle particelle alfa prodotte dalla reazione $n + B$.

eventi compresi in due intervalli temporali opportuni. In figura 5.8 è riportato lo spettro ottenuto nel caso del campione 3, contenente l’8% di Boro, selezionando gli eventi nello spettro temporale.

L’integrale dei picchi di ciascun rivelatore è stato poi normalizzato all’integrale ottenuto per il campione di EJ254 nello stesso periodo di acquisizione, in modo da eliminare eventuali differenze tra un periodo di misura e l’altro (tempi morti, carica depositata, ecc.).

I valori ottenuti sono riportati in tabella 5.1.

L’errore è stato calcolato considerando due contributi: l’errore statistico, dato dalla radice del numero di conteggi, e l’errore sistematico, dovuto all’incertezza nel porre la soglia per isolare il picco sullo spettro energetico (vedi figura 5.8). Per stimare quest’ultimo, si è considerata la differenza degli integrali ottenuti prendendo due diverse soglie (ΔI).

$$\delta I = \sqrt{\sqrt{I}^2 + (\Delta I)^2}$$

Tale valore dà un contributo molto grande all'errore ma ciò è coerente in quanto lo spettro non presenta un picco ben distinto dal fondo.

Si è poi proceduto a sommare in quadratura tali fattori, in quanto considerati indipendenti, e a propagare l'errore per ottenere l'incertezza sul valore normalizzato.

$$\delta\left(\frac{I_{Si}}{I_{EJ}}\right) = \left[\sqrt{\left(\frac{\delta I_{Si}}{I_{Si}}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_{EJ}}{I_{EJ}}\right)^2}\right] \frac{I_{Si}}{I_{EJ}}$$

Tabella 5.1: efficienze per la rivelazione di neutroni termalizzati relative all'EJ254.

run	campione	%B	I (/EJ254)	±
3	1	4	0.7	0.2
3	3	8	1.4	0.2
4	1	4	0.6	0.1
4	2	6	1.3	0.5

5.6.2 I neutroni veloci

Si è stimata l'efficienza relativa anche per i segnali prodotti per neutroni veloci. Per tale calcolo sono stati selezionati i picchi interessati (zona d) considerando, ancora una volta, un intervallo di tempo opportuno e ponendo una soglia per eliminare il picco del rumore elettronico.

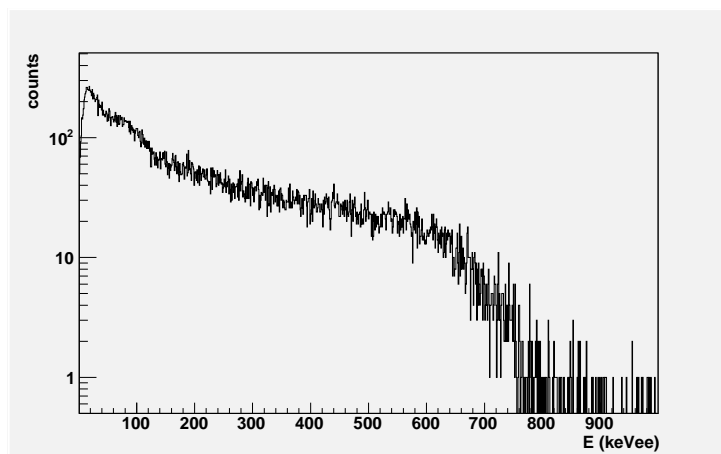


Figura 5.9: spettro energetico per i neutroni veloci (senza l'eliminazione del rumore elettronico). Si nota la tipica distribuzione “rettangolare” dei neutroni veloci monocromatici, da zero ad un valore massimo (confronta con gli spettri di figura 3.3, riportati nel capitolo 2).

Tabella 5.2: efficienze per la rivelazione di neutroni veloci relative all'EJ212. Il periodo di misura n.ro 2 differisce dagli altri in quanto non era presente, durante la misura, il moderatore. I risultati mostrano che la presenza del moderatore non influenza, come aspettato, le efficienze relative.

run	campione	I(/EJ212)	\pm
2(no mod)	ej254	0.9	0.2
2(no mod)	8	1.0	0.2
5	ej254	0.9	0.3
5	8	1.1	0.3

Tabella 5.3: efficienze per la rivelazione di neutroni veloci relative all'EJ254

run	campione	% Boro	I(/EJ254)	\pm
3	1	4	0.9	0.1
3	3	8	1.0	0.1
4	1	4	0.9	0.1
4	2	6	1.0	0.1

Sono riportati i risultati relativi al primo turno di misure, quindi per i campioni privi di Boro, normalizzati all'efficienza del campione di EJ212, ed i risultati relativi al secondo turno, per gli stessi campioni analizzati anche per i neutroni moderati (drogati con diverse percentuali di Boro) e normalizzati rispetto all'EJ254 (vedi tabelle 5.3 e 5.2).

L'errore associato a tali valori è stato calcolato con il metodo descritto nel paragrafo precedente.

5.7 Discussione risultati

I campioni siliconici contenenti il Boro si sono mostrati in grado di rivelare il passaggio, oltre che di gamma e neutroni veloci, anche di neutroni termalizzati. E' stato possibile per questi ultimi osservare nello spettro energetico il picco di scintillazione delle alfa prodotte dalla cattura neutronica e calcolarne l'integrale, con un certo grado di incertezza, stimando così l'efficienza relativa. I risultati mostrano un'efficienza di rivelazione, relativa all'EJ254, che aumenta con la percentuale di Boro disciolta nel campione, a partire da 60% del campione contenente il 4% di Boro, fino a 140% di efficienza per il campione con l'8% di Boro.

I risultati ottenuti sotto fascio, inoltre, risultano compatibili con misure effettuate in laboratorio, irraggiando gli stessi campioni con una sorgente di

neutroni, moderata e schermata con piombo per ridurre il contributo dei gamma. Per tali misure è stata usata una sorgente di Am-Be, disponibile presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, che emette neutroni di energie comprese tra i 2 e i 10 MeV (vedi capitolo 3, paragrafo 3.2.4).

Tabella 5.4: valori di efficienza relativa all'EJ254 per misure in laboratorio con sorgenti di AmBe.

campione	boro	I(/EJ254)	\pm
1	4	0.7	0.3
2	6	0.9	0.3
3	8	1.7	0.6

Per quanto riguarda l'efficienza di rivelazione dei neutroni veloci, si può notare la sostanziale omogeneità tra i diversi campioni, contenenti o meno il Boro, sia in presenza sia senza il moderatore. Questo risultato è in linea con quanto aspettato, dato che la rivelazione dei veloci è legata alla presenza dell'Idrogeno, come spiegato nel capitolo 2 .

5.8 Test della PSA con il dispositivo Acqiris

I segnali del rivelatore BC501 sono stati acquisiti tramite il dispositivo Acqiris, così da verificare, anche in questo caso, la possibilità di applicare la tecnica della PSA per discriminare i neutroni dai gamma. In figura 5.10 è riportato il grafico di discriminazione ottenuto ed è mostrato come, effettuando opportuni tagli per circoscrivere una zona di eventi, si selezioni di conseguenza il picco relativo nello spettro dei tempi di volo. Questo è un modo di verificare la correttezza della discriminazione e dell'individuazione delle particelle, oltre che per la selezione di una classe di eventi specifici.

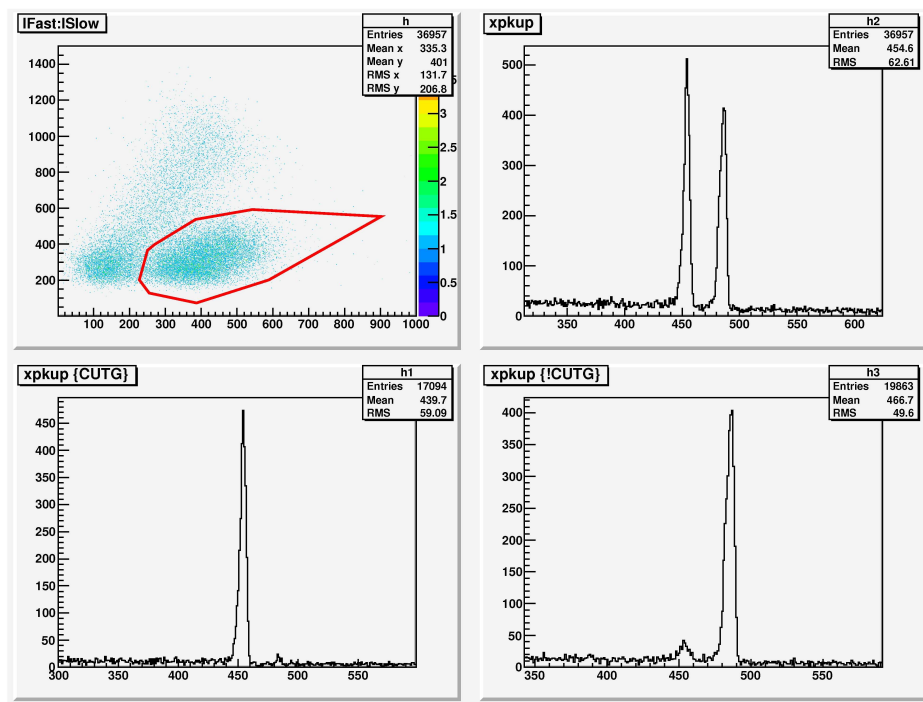


Figura 5.10: in alto a sinistra il grafico bidimensionale, ottenuto ponendo la componente “lenta” del segnale in ascissa e la componente veloce in ordinata, mostra il risultato della PSA effettuata sui segnali digitali. La linea rossa indica il taglio grafico che permette di selezionare i neutroni. Nella figura a fianco è mostrato lo spettro dei tempi di volo per entrambe le particelle (neutroni veloci e gamma), mentre nei riquadri in basso è riportato lo stesso spettro, in cui sono considerati solo i tempi degli eventi selezionati nel grafico bidimensionale: a destra sono stati selezionati i gamma, a sinistra i neutroni.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono riportate misure eseguite allo scopo di avere un set di rivelatori di neutroni adatti per la sperimentazione con i fasci instabili della *facility* SPES, presso i LNL.

Sono state eseguite diverse prove volte al ripristino dell'apparato RIPEN, in modo da verificare lo stato dei diversi moduli di rivelatori per neutroni (BC501) di cui dispone (capitolo 3). Per ciascun modulo è stato valutato il guadagno dei fotomoltiplicatori in funzione della tensione di alimentazione, evidenziando il buon funzionamento secondo una legge di potenza. E' stata, inoltre, effettuata la calibrazione dell'uscita in luce degli scintillatori per due tensioni di alimentazione diverse (1230 V e 1400 V), evidenziando la linearità di tale risposta in luce. Queste misure preliminari hanno dimostrato il buono stato dei rivelatori ed hanno fornito indicazioni importanti per il futuro utilizzo e per analisi successive delle prestazioni. Infine, sono state effettuate alcune prove con il sistema di acquisizione digitale Acqiris, in modo da confrontare le prestazioni di questo sistema di acquisizione con quelle fornite da una elettronica tradizionale di tipo analogico. In particolare, l'applicazione della tecnica PSA, ha permesso una discriminazione simile a quella ottenuta con il sistema analogico, anche se non è stata ancora valutata e ottimizzata la soglia energetica per la separazione n- γ . Considerati questi primi risultati soddisfacenti, si prevede l'implementazione del sistema di acquisizione digitale in sostituzione a quello analogico, per i numerosi vantaggi che il primo comporta.

Sono stati studiati nuovi scintillatori organici, prodotti presso i LNL, basati su materiali polissilossani, sia drogati che non drogati con Boro (capitolo 4). Oltre alla verifica delle proprietà ottiche del materiale, sono state eseguite misure finalizzate alla caratterizzazione dei rivelatori e a verificarne la compatibilità delle prestazioni con il futuro impiego in sistemi di rivelazione per esperimenti di Fisica Nucleare. Tramite misure eseguite in laboratorio con sorgenti alfa e gamma, è stata osservata una resa in luce, per i campioni privo di Boro, pari a circa al 65% relativamente alla resa in luce di uno scintillatore commerciale EJ212, mentre, per i campioni drogati, attorno al 40% relativamente all'EJ212 e attorno al 65% relativamente all'EJ254 (scintillatore commerciale drogato con il 5%B). Questi risultati hanno confermato che gli scintillatori siliconici emettono, in risposta a radiazioni alfa e gamma, una luce di intensità sufficiente per la rivelazione delle stesse.

Per verificare la stabilità delle prestazioni dei rivelatori nel tempo, sono state eseguite misure della resa in luce dei campioni nell'arco di tre mesi. Le misure effettuate hanno dimostrato una resa in luce stabile nell'arco di tempo considerato, anche dopo l'impiego di campioni sotto fascio.

La resistenza ad alte dosi di radiazioni è stata analizzata invece in misure IBIL, dove è stata osservata l'intensità dell'emissione luminosa in funzione della densità di energia depositata nei campioni. Da queste misure si verifica una resistenza alla radiazione dei materiali siliconici confrontabile a quella mostrata dal polistirene, se non superiore nel caso dei materiali contenenti la maggior quantità, tra quelli analizzati, del gruppo fenile.

Oltre allo studio delle proprietà dei materiali, svolto allo scopo di individuare la composizione chimica che fornisce le migliori prestazioni, sono particolarmente significative le misure di efficienza relativa, effettuate mediante l'utilizzo di un fascio accelerato di protoni. Questi scintillatori si sono dimostrati in grado di rivelare i neutroni lenti con valori di efficienza a partire da circa il 70%, relativamente all'EJ254, ma anche superiore all'efficienza dell'EJ254 stesso, per campioni con maggiori percentuali di Boro. Per i neutroni veloci,

come aspettato, hanno mostrato un'efficienza di rivelazione confrontabile a quella misurata per entrambi i campioni di riferimento (vedi paragrafo 5.6). In seguito alle buone prestazioni di efficienza ottenute, pertanto, si prevede lo sviluppo di questo nuovo tipo di scintillatori per un futuro impiego in apparati per la spettroscopia neutronica. In particolare, si intende studiare la possibilità di creare scintillatori siliconici drogati con Gadolinio, l'elemento con la più alta sezione d'urto di cattura di neutroni, che presenta tuttavia al momento numerose difficoltà pratiche. In particolare, si devono realizzare rivelatori che abbiano una alta efficienza per i raggi X, emessi in seguito alla cattura neutronica, e che non subiscano l'ingiallimento che questo elemento tipicamente produce nel materiale (con conseguente diminuzione di resa in luce). Sempre in vista dell'impiego degli scintillatori siliconici nella realizzazione di un apparato per esperimenti di Fisica Nucleare, inoltre, si prevede di realizzare campioni di dimensioni maggiori e di mettere a punto un metodo per l'applicazione della PSA. Questi aspetti renderebbero, infatti, i rivelatori siliconici ottimi sostituti per gli scintillatori liquidi nella rivelazione dei neutroni, in quanto fornirebbero le stesse prestazioni ma, in aggiunta, numerosi vantaggi pratici.

Appendice A

Il progetto SPES

Lo studio dei nuclei instabili, ed in particolare dei fasci di ioni esotici, hanno suscitato un crescente interesse dovuto alle loro molteplici applicazioni, non solo nel campo della fisica nucleare ma anche in astrofisica, medicina e fisica dello stato solido.

Per la produzione di ioni radioattivi è necessaria la costruzione di sistemi acceleratori ed attrezzature capaci di garantire fasci ionici (RIB, *Radioactive Ion Beams*) di elevata purezza, intensità ed energia. Le strutture (le *facilities*) già operanti e quelle in via di costruzione prevedono due tecniche differenti per la produzione del RIB: il metodo IN-FLIGHT o FSR (*Fragment Recoil Separator*) ed il metodo ISOL (*Isotope Separation On-line*). I due metodi si distinguono in base alla dimensione del bersaglio di produzione (*target*) e richiedono ognuno una differente tecnologia di estrazione degli isotopi radioattivi prodotti. La maggior parte delle *facilities* operanti in Europa ed in altre parti del mondo sono basate sul metodo ISOL, ovvero una tecnica che utilizza la separazione degli isotopi in linea. I principali costituenti di tale tipologia di *facility* sono:

- l'acceleratore primario
- il complesso *target*-sistema di estrazione ed ionizzazione

- i separatori di massa ed isobari
- il post-acceleratore

L'acceleratore primario è costituito da una sorgente ionica che inietta protoni oppure atomi ionizzati a bassa energia (alcune decine di keV) nell'acceleratore, il quale li accelera sino ad energie di qualche GeV e fino a qualche mA di corrente. La tecnica ISOL viene di solito associata all'utilizzo di bersagli spessi, all'interno dei quali si producono gli isotopi radioattivi tramite reazioni nucleari (fissione, spallazione, frammentazione, ecc.). Il fascio di particelle dell'energia voluta, proveniente dall'acceleratore primario, viene fatto collidere con un bersaglio di materiale fissile, i prodotti di reazione sono portati a temperatura molto elevata e, attraverso un opportuno sistema, vengono estratti e ionizzati. Il primo stadio di accelerazione avviene nel *front-end*, che attira gli ioni e li invia verso dei separatori elettromagnetici, all'interno dei quali il fascio viene opportunamente selezionato e purificato. Successivamente, gli ioni vengono post-accelerati al livello di energia richiesto dal particolare esperimento, affinché il fascio rimanga chimicamente ed isobaricamente puro.

In ambito europeo, le opportunità scientifiche offerte dai RIB ed i notevoli problemi tecnologici ad essi associati, hanno portato la comunità scientifica a proporre la costruzione di una rete di *facilities* complementari, definite di "intermedia generazione", fondamentali per arrivare alla costruzione di un'unica grande *facility* europea di tipo ISOL, chiamata EURISOL: tale progetto rappresenta un'iniziativa che vede coinvolti i principali laboratori nucleari europei, ed è dedicato allo studio ed alla progettazione di una struttura per la produzione di fasci radioattivi di qualità ed intensità significativamente superiore a quella attualmente disponibile.

In tale direzione sono orientati anche i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), nei quali è prevista la costruzione di una *facility* ISOL per la produzione di fasci di ioni esotici: il progetto SPES. Tale programma è coordinato a livello nazionale e prevede la collaborazione con l'ENEA (Bologna), i

Dipartimenti di Ingegneria Meccanica e di Scienze Chimiche dell'Università degli Studi di Padova e, a livello internazionale, strette collaborazioni con il CERN (Svizzera) ed i Laboratori di Oak Ridge (USA).

Il progetto SPES nasce con l'ambizione di fornire un acceleratore di particelle (*RIB facility*) che permetta di svolgere ricerche all'avanguardia in fisica nucleare, attraverso lo studio di nuclei lontani dalla valle di stabilità. Il progetto si basa sulla produzione di nuclei radioattivi *Neutron-Rich* attraverso la fissione nucleare (con una resa massima di 10^{13} fissioni/secondo) indotta bombardando un bersaglio, realizzato in carburo di uranio (UCx), con un fascio di protoni di 40 MeV a 200 μA di corrente (per una potenza totale di 8 kW). Essendo il livello di radioattività stimato nel bersaglio di produzione molto elevato, è necessaria la progettazione di speciali infrastrutture e sistemi in modo da garantire la sicurezza in termini di radio-protezione.

La *facility* SPES prevede inoltre la realizzazione di un fascio intenso di neutroni (*Neutron Facility*) attraverso l'impiego di un fascio primario di protoni ad alta energia (50 MeV a 30 mA di corrente). La *Neutron Facility* è un obiettivo secondario del progetto SPES, ma permette comunque importanti applicazioni nell'ambito della medicina, dell'astrofisica e della scienza dei materiali.

Nei paragrafi successivo vengono descritti i componenti principali che costituiscono la *RIB Facility* attualmente in fase di costruzione ai Laboratori Nazionali di Legnaro.

A.1 L'acceleratore primario

L'acceleratore primario ha la funzione di produrre il fascio primario di particelle, che deve essere direzionato verso il *target* dove ha luogo la reazione nucleare.

Il gruppo di ricerca per la *facility* SPES ha scelto di utilizzare un ciclotrone come acceleratore primario. Tale dispositivo è in grado di garantire la pro-

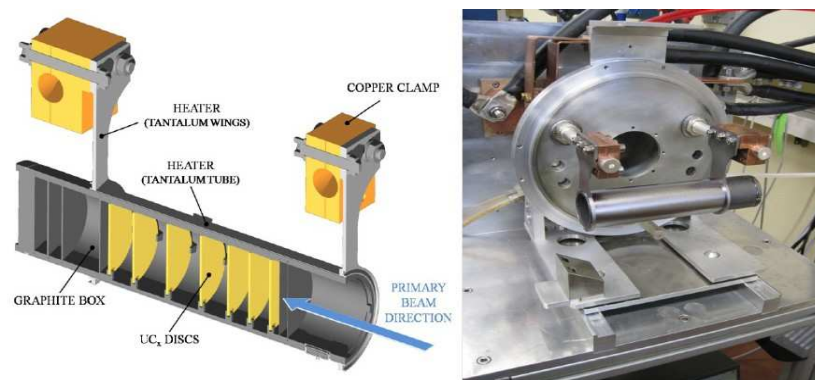


Figura A.1: a sinistra una rappresentazione del blocco *target* del progetto SPES, a destra il prototipo del blocco *target* in fase di test presso i Laboratori Nazionali di Legnaro.

duzione di fasci di ioni esotici con le energie e l'intensità richieste dal progetto SPES ed offre inoltre la possibilità di utilizzare una seconda linea di fascio indipendente per alimentare la *Neutron Facility*.

A.2 Il *target* ed il sistema di estrazione ed ionizzazione

Il *target* di produzione dei radioisotopi ed il sistema di estrazione ed ionizzazione degli stessi sono contenuti all'interno di una camera di forma cilindrica (camera *target*), la quale, viste le elevate temperature in gioco, viene raffreddata ad acqua mediante un opportuno circuito interno (vedi figura A.1).

Il *target* è composto da sette dischi coassiali in UC_x, aventi 40 mm di diametro e circa 1 mm di spessore, opportunamente distanziati in direzione assiale, al fine di dissipare attraverso radiazione termica la potenza sviluppata dal fascio di protoni (circa 8 kW). Essi sono contenuti in una scatola (*box*), un tubo cavo di grafite, avente un diametro esterno ed una lunghezza di 49 e 200 mm rispettivamente.

Il processo di fissione nucleare, che si manifesta quando il fascio di protoni investe i sette dischi in UCx, produce nuclei radioattivi aventi massa compresa tra gli 80 ed i 160 amu; per la produzione poi di un particolare RIB, la specie esotica desiderata deve essere estratta dal *target* ed ionizzata. Il processo di estrazione avviene mediante la linea di trasferimento (*transfer line*), attraverso la quale gli isotopi in uscita dal *target* vengono indirizzati verso la sorgente di ionizzazione (*ion source*), dove sono ionizzati positivamente (ioni +1). Il processo di estrazione richiede del tempo e non può essere applicato ad isotopi aventi una vita media inferiore a poche decine di millisecondi.

Per quanto riguarda le sorgenti di ionizzazione, esistono diverse tipologie. La *facility* SPES viene inizialmente progettata in riferimento a due diverse tipologie di sorgente: una sorgente con ionizzazione di tipo superficiale (*Surface Ion Source*) ed una sorgente con ionizzazione laser (RILIS, *Resonant Ionization Laser Ion Source*).

Un componente fondamentale per l'estrazione degli isotopi radioattivi, comune ad entrambe, è uno schermo (*screen*) in Tantalio, interposto tra supporto e flangia principale.

Nella tecnica di ionizzazione in linea (*Surface Ion Source*) gli isotopi radioattivi provenienti dal *target* strisciano sulla superficie interna della *hot cavity* e vengono ionizzati positivamente (ioni +1) a causa della cessione degli elettroni. Questo particolare fenomeno si manifesta solo se la minima energia necessaria per rimuovere un elettrone da una superficie (funzione di lavoro) è maggiore del potenziale di ionizzazione dell'isotopo. Ad esempio, la funzione di lavoro del Tungsteno è pari a circa 5 eV. Per mezzo della sorgente di ionizzazione sopra descritta è quindi possibile produrre un fascio di ioni utilizzando gli elementi caratterizzati da bassa energia di ionizzazione, come gli elementi alcalini ed alcalini terrosi.

Il metodo RILIS, che utilizza la stessa architettura della tecnica di ionizzazione superficiale, è un potentissimo strumento per la produzione di fasci di ioni radioattivi per le *facilities* di tipo ISOL; esso fornisce un processo di

ionizzazione selettiva e garantisce l'eliminazione di contaminazioni indesiderate a livello di sorgente di ionizzazione. La formazione dello ione +1 avviene utilizzando un laser caratterizzato dalla sovrapposizione di più raggi (due o tre a seconda dell'elemento chimico da ionizzare) aventi lunghezze d'onda differenti, corrispondenti a diversi valori energetici ($E = h \cdot f$, dove h è la costante di Planck ed f è la frequenza d'onda), che viene proiettato all'interno della *hot cavity*. Tale laser irradia gli isotopi e fornisce loro l'energia necessaria per far compiere all'elettrone più esterno dei salti quantici verso orbitali più esterni fino alla separazione dall'atomo.

A.3 Separatori elettromagnetici e post-acceleratori

Il fascio di ioni radioattivi proveniente dalla sorgente di ionizzazione viene sottoposto ad una prima fase di purificazione attraverso un "separatore di massa", un dispositivo che consente di selezionare i vari elementi in base alle loro masse e che permette quindi di allontanare la maggior parte dei contaminati. La risoluzione del dispositivo ($M/\Delta M$, dove M rappresenta la massa dell'isotopo) è pari a circa 300.

La seconda fase di purificazione viene effettuata da un separatore isobarico, avente risoluzione pari a 20000, che permette quindi di separare gli isotopi tra loro isobari. Per migliorare la capacità del separatore isobarico è necessario operare con un'energia in ingresso dell'ordine dei 200 keV: tale valore di energia è raggiungibile se il *target* ed il primo separatore vengono entrambi montati su una piattaforma HV a 250 keV.

A questo punto il fascio radioattivo può essere direttamente convogliato alle sale sperimentali che richiedono fasci a bassissima energia, oppure essere post-accelerato. La post-accelerazione viene ottimizzata mediante l'impiego di un *Charge Breeder*, un dispositivo in grado di incrementare la carica degli ioni prima dell'iniezione del fascio esotico attraverso PIAVE, che rappresenta il

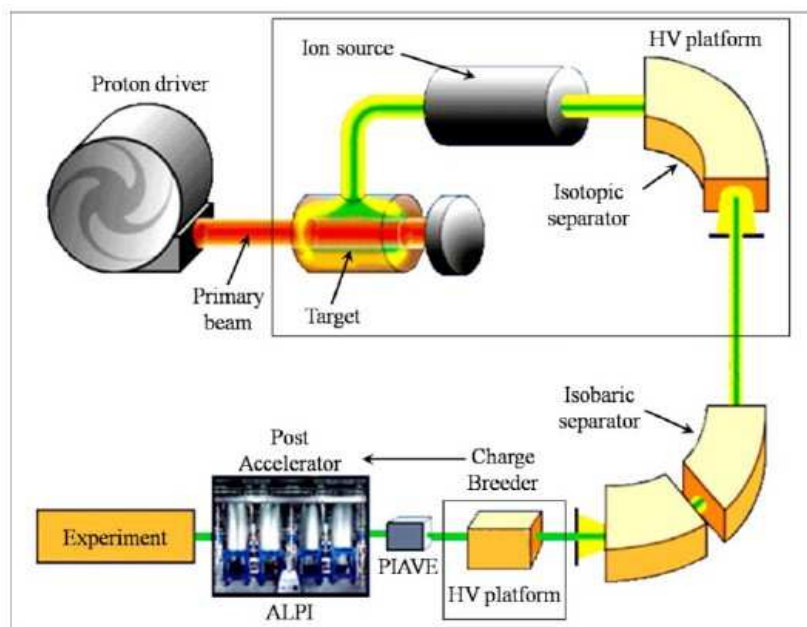


Figura A.2: rappresentazione schematica della facility SPES.

primo stadio di post-accelerazione prima dell'ingresso nell'acceleratore ALPI (acceleratore LINAC superconduttore).

Il complesso PIAVE-ALPI è già presente da molti anni ai LNL e di recente il suo funzionamento è stato notevolmente migliorato; in particolare, oltre a consentire la produzione di fasci di ioni stabili, ora è anche in grado di essere impiegato come un acceleratore di RIB.

In figura A.2 viene rappresentata lo schema della *facility SPES* per la produzione di fasci di ioni esotici, con evidenziati i principali componenti descritti in precedenza.

Per concludere questa breve descrizione è importante tenere a mente il fatto che la corrente finale del fascio, in termini di intensità, purezza e qualità, dipende fortemente dall'efficienza di molti processi chimico-fisici presenti; complessivamente ci si aspetta, alle sale sperimentali, l'arrivo di un fascio avente una intensità di circa $10^6 - 10^9$ isotopi/secondo (molto inferiore alle 10^{13} fissioni/secondo che avvengono all'interno del *target* di produzione).

Appendice B

I processi di scintillazione

Gli scintillatori sono costituiti da materiali tali per cui la rivelazione avviene tramite fenomeno di conversione indiretta della radiazione incidente, la “luminescenza”. Quando una particella attraversa il materiale, cede una parte della propria energia eccitando un elettrone, il quale riemette l’energia sotto forma di fotone tornando nello stato stabile (tipicamente come luce visibile, detta “luce di scintillazione”).

In prima approssimazione l’evoluzione del processo di riemissione può essere descritto da un semplice decadimento esponenziale:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_d}}$$

dove

N = numero di fotoni emessi all’istante t

N_0 = numero totale di fotoni emessi

τ_d = tempo di decadimento

Più precisamente, la luminescenza si può però distinguere in due fenomeni, in base al tempo di vita della radiazione: se tra assorbimento e riemissione c’è solo l’intervallo di tempo necessario per la transizione atomica ($t_c < 10^{-8}s$) il processo viene chiamato “fluorescenza”; se invece lo stato di eccitazione è

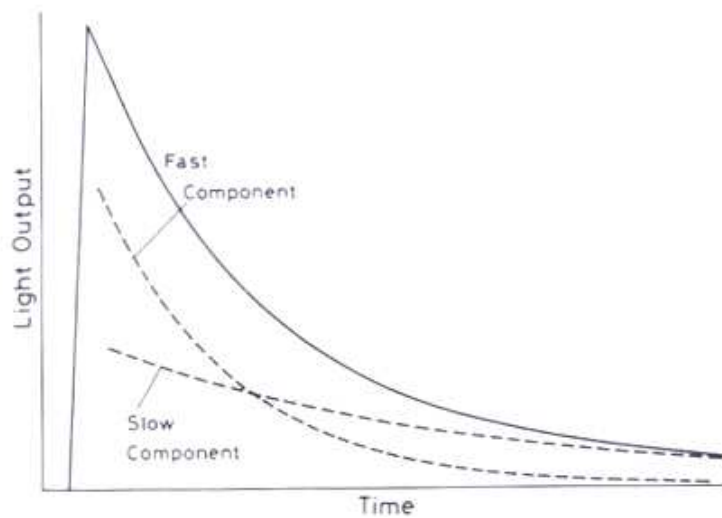


Figura B.1: rappresentazione delle due componenti del segnale.

metastabile, cioè la riemissione è ritardata e la luminescenza persiste anche dopo aver cessato di irradiare il campione, il processo è detto “fosforescenza”. Questi processi si possono identificare tramite due componenti (t_{fast} e t_{slow}) e quindi la legge che descrive l’intensità della luce emessa in funzione del tempo è data dalla sovrapposizione di due esponenziali:

$$N(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_{fast}}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_{slow}}\right)$$

Le ampiezze relative delle due componenti variano da uno scintillatore all’altro, ma in genere deve prevalere la componente veloce della fluorescenza su quella lenta.

Elenco delle figure

1.1	schema delle reazioni fra ioni pesanti in funzione del parametro d'urto e dell'energia di bombardamento.	4
1.2	classificazione delle reazioni fra ioni pesanti in base al parametro d'impatto per basse energie del proiettile ($E/A \leq 10MeV$). . .	6
1.3	spettro di evaporazione di neutroni per la reazione $^{55}Mn(d, n)^{56}Fe$. 11	
1.4	esempi di catene di decadimento per nuclei composti leggeri ($A \leq 60$) nel piano individuato dall'energia di eccitazione (E_{ex}) e dal momento angolare (J) del CN.	12
1.5	NLD estratta dagli spettri di evaporazione di neutroni da un nucleo di ^{56}Fe (punti pieni) confrontata con i valori calcolati secondo il modello a gas di Fermi (linea tratteggiata) e secondo il modello microscopico (punti vuoti).	16
1.6	NLD calcolata per il ^{40}Ti : la linea rossa include tutti i livelli, la linea blu solo quelli la cui larghezza è inferiore a 200 keV. [6]	18
1.7	schema del decadimento del CN per fissione	20
1.8	spettri energetici sperimentali di neutroni, per diversi angoli rispetto alla direzione del fascio, e le diverse componenti estratte tramite il metodo del "moving source fit"	23
2.1	sezioni d'urto, in funzione dell'energia del neutrone incidente, per le reazioni $^3He(n, p)^3H$, $^{10}B(n, \alpha)^7Li$, $^6Li(n, \alpha)^3H$ e del Gd. 29	

2.2	sezioni d'urto del processo di fissione per alcuni nuclei (^{242}Pu , ^{240}Pu , ^{238}U , ^{232}Th), in funzione dell'energia del neutrone incidente.	31
2.3	Distribuzione in massa dei prodotti di fissione, nel caso dell' ^{235}U	32
2.4	la dipendenza degli impulsi di scintillazione nello stilbene in funzione del tipo di particella incidente.	41
2.5	schema temporale che spiega il metodo del “ <i>zero crossing</i> ” per la discriminazione dei segnali.	42
2.6	risultati della PSA tramite il metodo del “ <i>zero crossing</i> ” per uno scintillatore plastico. In alto, lo scintillatore è drogato con Boro, e le tre gaussiane corrispondono, da sinistra a destra, ai gamma, ai neutroni veloci e ai neutroni lenti. In basso, lo scintillatore è privo di Boro e le due curve corrispondono ai gamma ed ai neutroni veloci. [20]	43
2.7	schema temporale del metodo di comparazione di carica.	44
2.8	risultato dell'applicazione del metodo a comparazione di car- rica in misure eseguite con uno scintillatore liquido BC501, sottoposto ad una sorgente di neutroni.	45
2.9	analisi della forma di un segnale.	46
2.10	differenza fra i χ^2 normalizzati ottenuti dai fit dei segnali con le funzioni corrispondenti alle forme dei gamma e dei neutroni.	47
3.1	l'apparato sperimentale RIPEN.	52
3.2	schema di un modulo di rivelatore di neutroni.	53
3.3	<i>light output</i> dei rivelatori per neutroni di quattro differenti energie.	54
3.4	simulazioni dell'efficienza di un rivelatore in funzione dell'en- ergia dei neutroni, con soglia di 1 MeV per la resa in luce.	55
3.5	schema della catena elettronica utilizzata per i test descritti in questo paragrafo	57

3.6	spettro energetico ottenuto con la sorgente di ^{60}Co , con una tensione di alimentazione pari a 1400 V.	59
3.7	posizione del <i>Compton Edge</i> , in funzione di tensioni di alimentazioni diverse, per uno stesso rivelatore.	59
3.8	retta di calibrazione delle energie dei segnali dello scintillatore, con tensione di alimentazione pari a 1230 V.	60
3.9	retta di calibrazione delle dei segnali dello scintillatore, con tensione di alimentazione pari a 1400 V.	61
3.10	grafico bidimensionale ottenuto ponendo l'integrale totale del segnale in ascissa e la componente veloce in ordinata.	62
3.11	ingrandimento del grafico bidimensionale ottenuto da misure con sorgente di neutroni sull'area in cui inizia la discriminazione.	63
3.12	segnale campionato dal sistema di acquisizione e ricostruito.	64
3.13	PSA con segnali acquisiti dal sistema digitale, per misure con sorgente di neutroni (Am-Be).	64
4.1	energy transfer (ET) tra la matrice (donatore) e il fluoroforo (accettore).	67
4.2	struttura chimica delle tre componenti del BC400.	67
4.3	spettro di assorbimento del p-Terfenil.	68
4.4	spettro di emissione del p-Terfenil.	68
4.5	spettro di assorbimento del POPOP.	69
4.6	spettro di emissione del POPOP.	69
4.7	sensibilità del fotocatodo in funzione della lunghezza d'onda incidente.	70
4.8	struttura chimica delle resine di partenza.	73
4.9	addizione del legame idruro Si H al doppio legame del gruppo vinile.	74

4.10	rottura dei doppi legami dei gruppi vinilici e formazione dei radicali carbonio.	75
4.11	molecola finale, in seguito alla reticolazione.	75
4.12	Spettro energetico (non calibrato) ottenuto sottoponendo ad una sorgente di neutroni (Am-Be) il campione siliconico contenente il 6% di Boro ed il campione di scintillatore commerciale EJ254 (5% di Boro).	78
4.13	resa in luce dei campioni siliconici drogati con Boro nelle tre misure effettuate in Marzo, Aprile e Maggio 2010.	80
4.14	spettro di luminescenza ($\lambda_{ex} = 270$ nm) di un rivelatore siliconico non drogato rappresentante le emissioni caratteristiche del polisilossano, del PPO e del dPOPOP.	81
4.15	spettro di luminescenza ($\lambda_{ex} = 360$ nm) per il dPOPOP, con diverse concentrazioni di Boro.	82
4.16	spettri Ibil ottenuti da campioni siliconici drogati e non, per un flusso di radiazione pari a $4 \times 10^{12} \text{ioni/cm}^2$	83
4.17	spettri Ibil ottenuti da campioni siliconici drogati e non, per un flusso di radiazione pari a $4 \times 10^{12} \text{ioni/cm}^2$	84
4.18	diminuzione dell'intensità di emissione in funzione del flusso di radiazione (ioni/cm^2) per il campione con l'8% di Boro, per le tre diverse lunghezze d'onda caratteristiche del PS, PPO e dPOPOP.	85
4.19	intensità della resa in luce, in funzione della densità di energia depositata, per polisilossani (non drogati con Boro) con diverse percentuali del gruppo fenile e per il PS.	85
5.1	set up sperimentale al termine della linea dell'acceleratore CN.	88
5.2	schema della catena elettronica analogica utilizzata per l'acquisizione e l'elaborazione dei segnali.	90

5.3	energia dei prodotti di reazione in funzione dell'angolo di emissione, nel sistema di riferimento del laboratorio.	92
5.4	spettro dei tempi di volo (non calibrati) relativo ai segnali del campione 3, contenente l'8% di Boro.	93
5.5	spettro dei tempi di volo, calibrati in ns.	94
5.6	spettro bidimensionale relativo al campione 3, contenente l'8% di Boro.	96
5.7	spettro bidimensionale relativo al campione privo di Boro. . .	97
5.8	spettro energetico per i neutroni termici (senza eliminazione del rumore elettronico).	98
5.9	Spettro energetico per i neutroni veloci (senza l'eliminazione del rumore elettronico).	100
5.10	in alto a sinistra il grafico bidimensionale, ottenuto ponendo la componente "lenta" del segnale in ascissa e la componente veloce in ordinata, mostra il risultato della PSA effettuata sui segnali digitali. La linea rossa indica il taglio grafico che permette di selezionare i neutroni. Nella figura a fianco è mostrato lo spettro dei tempi di volo per entrambe le particelle (neutroni veloci e gamma), mentre nei riquadri in basso è riportato lo stesso spettro, in cui sono considerati solo i tempi degli eventi selezionati nel grafico bidimensionale: a destra sono stati selezionati i gamma, a sinistra i neutroni.	103
A.1	a sinistra una rappresentazione del blocco <i>target</i> del progetto SPES, a destra il il prototipo del blocco target in fase di test presso i Laboratori Nazionali di Legnaro.	112
A.2	rappresentazione schematica della facility SPES.	115
B.1	rappresentazione delle due componenti del segnale.	118

Elenco delle tabelle

2.1	proprietà moderatrici di alcuni materiali: N è il numero di urti necessari per ridurre l'energia dei neutroni di un fattore 5×10^7 , ovvero moderare una sorgente di ^{252}Cf [17].	36
2.2	potere di moderazione e rapporto di moderazione per alcune sostanze[17].	37
2.3	proprietà di scintillazione e composizione atomica del BC501 [18].	38
2.4	proprietà di scintillazione e composizione atomica dell'EJ212 [19].	39
2.5	proprietà di scintillazione e composizione atomica dell'EJ254 [19].	40
3.1	sorgenti utilizzate per per i test dei rivelatori, con le relative energie di emissione della radiazione gamma e le energie calcolate per il <i>Compton Edge</i>	58
4.1	resa in luce dei campioni siliconici, relativa ai campioni di riferimento di EJ212 ed EJ254, sottoposti a radiazione α	79
4.2	resa in luce dei campioni siliconici, relativa ai campioni di riferimento di EJ212 ed EJ254, sottoposti a radiazione γ	79
5.1	efficienze per la rivelazione di neutroni termalizzati relative all'EJ254.	99

5.2	efficienze per la rivelazione di neutroni veloci relative all'EJ212.100	
5.3	efficienze per la rivelazione di neutroni veloci relative all'EJ254	101
5.4	valori di efficienza relativa all'EJ254 per misure in laboratorio con sorgenti di AmBe.	102

Bibliografia

- [1] N. Bohr, Nature 137, 344 (1936).
- [2] D. Durand, E. Saraud, B. Tamain, Nuclear Dynamics in the nucleonic regime, Institute of Physics, 2001.
- [3] A. V. Voinov et al., Level density of ^{56}Fe and low-energy enhancement of γ -strength function, Phys. Rev. C, Vol. 74, 014314, 2006.
- [4] P. Frobrich, R. Lipperheide, Theory of Nuclear Reactions, Oxford: Clarendon, 1996.
- [5] V. Paar, R. Pezer, Generalized Bethe formula for the total level density, Phys. Rev. C, Vol. 55, n.ro 4, 1997.
- [6] A. V. Voinov et al., Measurements of level densities from compound nuclear reactions, Proposal to LNL PAC, Luglio 2009.
- [7] G. Baiocco et al., Statistical (?) decay of light hot nuclei, Proposal to LNL PAC, Luglio 2010.
- [8] D. R. Chakrabarty et al., Energy variation of nuclear level density in ^{104}Pd and ^{115}Sn in the excitation-energy region of 7 to 24 MeV, Phys. Rev. C, Vol. 51, n.ro 6, 1995.
- [9] S. I. Al-Quraishi et al., Are the levels for r- and rp- process nuclei different from nearby nuclei in the valley of stability?, Phys. Rev. C, Vol. 65, 065803, 2001.

- [10] <http://spes.lnl.infn.it>
- [11] R. G. Stokstad, Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 3. D. A. Bromley, Plenum Press, New York London, 1983.
- [12] D. J. Hinde et al., Systematic of fusion-fission time scales, Phys. Rev. C, Vol.39, n.ro 6, 1989.
- [13] A. Saxena et al., Particle multiplicities in the fission-like reactions of 340 MeV ^{28}Si on ^{232}Th , Nucl. Physics, A, Vol. 730, pag. 299-315, 2004.
- [14] L. Fiore et al., pre-scission emission and evaporation residues survival probability in the reaction $^{37}\text{Cl} + ^{120}\text{Sn}$ at 187 MeV, Nucl. Physics, A, Vol. 620, pag. 71-80, 1997.
- [15] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, 2nd edition, John Wiley & sons, 1989.
- [16] Krane, Introductory nuclear physics, John Wiley, New York, 1988.
- [17] <http://ansn.bapeten.go.id/index.php>.
- [18] St. Gobain Detectors website. <http://www.detectors.saint-gobain.com/>, 2010.
- [19] Eljen technology, <http://www.eljentechnology.com/datasheets>.
- [20] Stephane Bormand et al., Discrimination methods between neutron and gamma rays for Boron loaded plastic scintillators, Nucl. Instr. and Meth. A, 484, p. 342, 2002. .
- [21] N. Colonna et al., A modular array for neutron spectroscopy in low- and intermediate- energy heavy-ion reactions, Nucl. Instr. and Meth., 381, 1996, pag. 472-480.
- [22] S. Marrone et al., Pulse shape analysis of liquid scintillators for neutron studies, Nucl. Instr. and Meth. A, 490, p. 299, 2002

- [23] A. Pantaleo et al., Nucl. Instr. and Meth. A ,291, 1990, p. 570.
- [24] R. Brun et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1, 1986.
- [25] <http://www.sparrowcorp.com>.
- [26] <http://root.cern.ch>
- [27] H. H. Knox, T. G. Miller, Nucl. Instr. and Meth., 101, 1972, p. 519.
- [28] W. R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1987.
- [29] AEA website. <http://www.aeat.co.uk/cms/>
- [30] Z. W. Bell et al., Boron-Loaded Silicone Rubber Scintillators, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, August 2004.
- [31] G. Guastalla, Risposta di nuovi scintillatori organici a radiazione alfa e gamma e tecnica IBIL, in previsione del loro utilizzo in esperimenti di fisica nucleare, Università degli studi di Bologna, 2008.
- [32] T. Marchi, Rivelatori a scintillazione per esperimenti di fisica nucleare, master's thesis, Università degli studi di Bologna, 2006.
- [33] M. Bowen et al., A new radiation-resistant plastic scintillator, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 36, February 1989.
- [34] Hamamatsu; www.sales.hamamatsu.com.
- [35] Pilot study of new radiation-resistant plastic scintillators doped with 3-hydroxylavone, Nucl. Instr. and Meth. A, 273, 1988, pp. 108-116.
- [36] E. Barni et al., Three new organic scintillators with large stokes shifts, Applied Spectroscopy 51 (8), pp. 1193-1199, 1997.
- [37] W. J. Roff, Fibres, Plastics, and Rubbers, pp. 236 242, Academic Press, New York, 1956.

- [38] A. Quaranta et al., Doped polysiloxane scintillators for thermal neutrons detection, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Elsevier (in press).
- [39] A. Quaranta et al., Radiation hardness of polysiloxane scintillators analyzed by ion beam induced luminescence, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 269, 2010, pp. 3155-3159.

Ringraziamenti

Desidero rivolgere sentiti ringraziamenti

al prof. Bruno, per l'attenzione con cui ha seguito i miei studi in questi anni e per le possibilità offerte per arricchire la mia formazione,

a Marco Cinausero, per la straordinaria cura, competenza e disponibilità con cui ha seguito questo lavoro, a cui va il merito della buona riuscita,

a Sara Carturan, per l'indispensabile aiuto nella preparazione della tesi,

a Fabiana Gramegna, Vladimir Kravchuk, Meltem Degerlier ed al prof. Quaranta, che rappresentano un esempio di come unire serietà, competenza, entusiasmo per la ricerca e cordialità, e ai quali va tutta la mia stima,

a Sara, perfetta compagna delle esperienze legnaresi,

a Luca, Giorgio e Tommaso per l'ottima compagnia e per il costante e prezioso supporto.