

		Data Maggio 2000
---	--	----------------------------

Metodo per la caratterizzazione di rivelatori a scintillazione con lettura a fotodiodo.

E. Celesti, C. Labanti

Rapporto Interno n. 280

Abstract: Al fine di caratterizzare un rivelatore per raggi X costruito con un cristallo scintillatore a CsI(Tl) con fotodiodo (PD) di lettura, sono definiti dei parametri ingegneristici 'di bontà' del rivelatore e le loro unità di misura.

Viene descritto il metodo di valutazione basato sull'andamento degli spettri di energia indotti da sorgenti note e misurati sui rivelatori "cristallo + PD" e sul "PD usato come rivelatore diretto di radiazione".

Vengono infine discusse le caratteristiche degli spettri misurati con particolare attenzione a quella regione dello spettro dove gli effetti dei due rivelatori si combinano.

1. Il rivelatore

Un tipico rivelatore da caratterizzare è schematizzato in Fig. 1.

Un cristallo scintillatore di CsI(Tl) è avvolto da uno strato di materiale diffondente la luce, ed esempio carta bianca, su tutti i lati meno quello su cui è incollato un fotodiodo al Si; questo raccoglie la luce prodotta dalla scintillazione e la trasforma in un segnale di carica. Il segnale verrà poi elaborato da una opportuna elettronica per l'analisi.

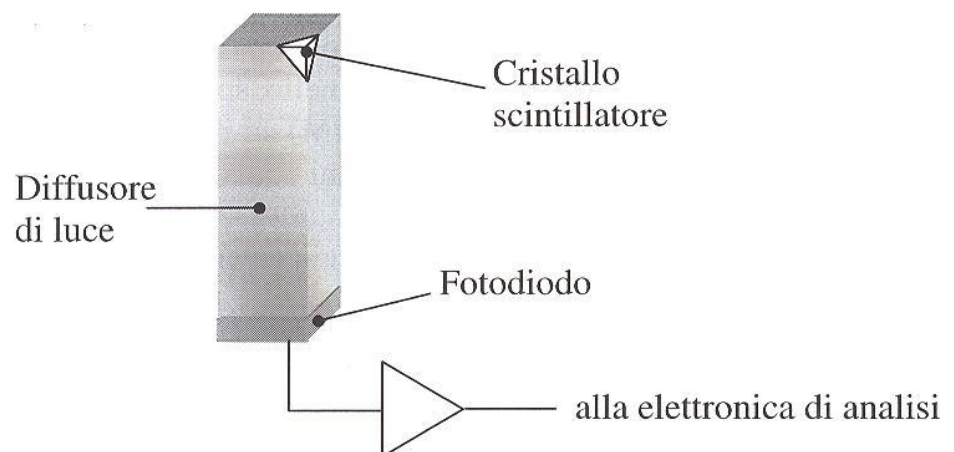


Fig. 1: Rappresentazione schematica di un rivelatore a scintillazione con lettura a fotodiodo.

2. Parametri da misurare

Il sistema 'rivelatore di radiazione CsI(Tl) + PD' è caratterizzato dalle proprietà di tipo 'fisico' che ne determinano i confini di utilizzo. Esse dipendono strettamente da parametri di tipo 'ingegneristico' di cui si occupa questa nota.

Dal punto di vista dell'impiego 'fisico' un rivelatore viene descritto da:

- ♦ efficienza di rivelazione della radiazione
- ♦ rapidità di risposta e di recupero (e relative precisioni)
- ♦ risoluzione energetica
- ♦ soglia minima

- L'efficienza di rivelazione indica la percentuale di radiazione che colpisce il rivelatore che viene effettivamente rivelata totalmente o in parte a seconda dell'effetto di interazione radiazione materia, di cui questa efficienza vuole rendere conto. Essa dipende essenzialmente dal tipo di materiale dello scintillatore e dalle sue dimensioni geometriche.

- La rapidità di risposta indica il ritardo temporale tra il momento di incidenza della radiazione ed il momento in cui viene effettivamente rivelata. Essa dipende essenzialmente dai meccanismi di eccitazione/diseccitazione tipici di ogni cristallo e dal disegno dei circuiti elettronici di analisi del segnale. Il tempo di recupero del rivelatore indica il minimo intervallo temporale permesso tra due rivelazioni e dipende ancora dai circuiti elettronici usati.

- La risoluzione energetica fornisce una indicazione dell'incertezza con cui si determina l'energia della radiazione vista o anche la capacità del rivelatore di discriminare tra loro due fotoni con energie vicine; per una data energia monocromatica che produrrà uno spettro con un picco corrispondente a quella energia, per definizione essa è ottenuta nello spettro misurato dal rapporto tra la larghezza del picco a mezza altezza (FWHM) ed il valore del centroide del picco. La risoluzione energetica dipende da fenomeni statistici nella produzione del segnale e del rumore elettronico.

- La soglia minima indica la minima energia rivelabile ed è dipendente dal rapporto segnale rumore del rivelatore.

Queste caratteristiche sono funzioni complesse dell'energia della radiazione interagente e di parametri ingegneristici quali:

- ♦ dimensioni rivelatore
- ♦ quantità di segnale prodotto
- ♦ rumore del sistema
- ♦ velocità del sistema e jitter

L'ultimo parametro essendo molto legato, tra l'altro, al disegno dell'elettronica di analisi del segnale non sarà trattato in questa nota.

Le dimensioni del rivelatore sono facilmente determinabili in unità cm.

Per una misura del segnale del rivelatore si determina la così detta 'uscita di luce dello scintillatore' in e^-/kev ossia il numero di elettroni che si generano ai capi del PD

quando un fotone X da 1 keV perde totalmente la sua energia nel cristallo producendo luce di scintillazione raccolta dal PD stesso.

Il rumore del sistema misura tutte le incertezze statistiche che concorrono all'allargamento, nello spettro di una sorgente monocromatica, del picco che descrive il totale deposito di energia. Risulta opportuno riferire questa grandezza in elettroni e^- per omogeneità con la misura del segnale del rivelatore.

In dettaglio sono diverse le componenti del rumore indipendenti tali da poter essere sommate in quadratura. Se σ_{tot} è il rumore totale del sistema CsI(Tl) + PD si possono riconoscere almeno tre componenti:

$$1) \quad \sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{ph}}^2 + \sigma_{\text{c}}^2 + \sigma_{\text{el}}^2$$

σ_{ph} rende conto della incertezza statistica nella produzione dei fotoni di scintillazione all'interno del cristallo. È un tipico processo descritto da una statistica poissoniana (ref. Knoll, 1989) per cui se N_{ph} è il numero di fotoni di scintillazione prodotti nel cristallo, in prima approssimazione dipendente in modo lineare dall'energia persa dall'X nel cristallo, si ha:

$$R_{\text{stat}} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad ; \quad N \propto E_{\gamma}$$

$\Rightarrow$

$$2) \quad R_{\text{stat}} = \frac{K}{\sqrt{E}}$$

Dove K è una costante ed E_{γ} è l'energia del fotone incidente sul cristallo.

σ_{c} rende conto della incertezza sul livello del segnale prodotto da fattori quali:

- meccanismi di trasporto della luce dal punto di scintillazione al PD,
- incertezza nella quantità di carica prodotta dal PD a parità di luce raccolta.

σ_{el} rende conto della incertezza introdotta dal rumore elettronico dal rivelatore e della sua catena di lettura, la sua entità dipende vari fattori quali le fluttuazioni nella corrente di fuga del fotodiodo, il rumore termico (Johnson) dei componenti passivi della elettronica (ref. Nicolson, 1974).

3. Sommario del metodo di misura

Le grandezze da misurare sono:

a) Uscita luce in e^-/keV

b) Rumore elettronico σ_{el} in $e^- \text{ rms}$

dalla misura a) si ricava σ_{ph} e di seguito utilizzando anche b) si stima σ_c , entrambe in $e^- \text{ rms}$.

Il sistema di misura impiega il rivelatore di fig.1 seguito da una tipica catena spettroscopica composta, oltre che dal pre-amplificatore di carica, da un amplificatore formatore e da un multicanale (figura 2).

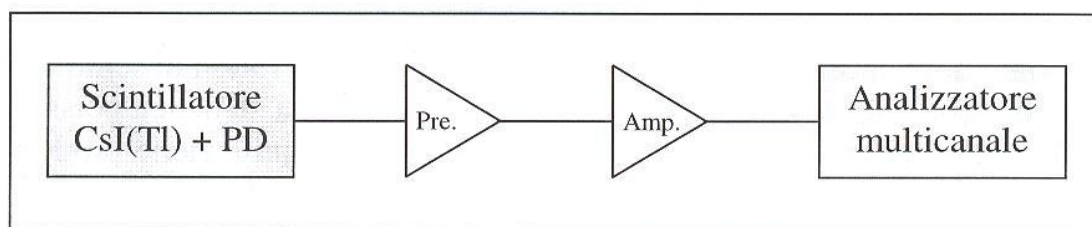


Fig.2: Schema dell'elettronica di elaborazione del segnale.

Il sistema è stimolato in momenti diversi e successivi da un impulsatore e dalle sorgenti radioattive ^{241}Am e ^{137}Cs al fine di:

- **Calibrare il MCA** ossia trovare una relazione tra l'ampiezza dei canali del MCA ed una unità assoluta, nella fattispecie e^- . Per sistemi poco rumorosi questa operazione è svolta irraggiando il PD con ^{241}Am ed attribuendo ad ogni picco indotto dalla sorgente un valore di carica determinato. Per sistemi rumorosi che permettono di risolvere solo la riga a 60 keV della sorgente è necessario provvedere preliminarmente ad una misura di offset del sistema con mezzi elettronici.
- **Misurare il rumore elettronico** del sistema ricavato dalla larghezza dei picchi della misura precedente.
- **Misurare l'uscita luce** del cristallo irraggiandolo con una sorgente di ^{137}Cs ed utilizzando la calibrazione assoluta del MCA.
- **Stimare il valore della σ_c** confrontando l'ampiezza misurata del picco di ^{137}Cs con quella fornita da un semplice modello teorico ideale

In tabella 1 sono indicate le caratteristiche delle sorgenti.

Am-241		Cs-137	
Energia (keV)	% fotoni emessi	Energia (keV)	% fotoni emessi
13.9	13.3	32.1	6.3
17.8	19.3	36.4	1.2
20.8	4.9	37.3	0.29
26.345	2.4	661.661	85.0
59.537	35.7		

Tabella 1: Caratteristiche delle sorgenti ^{241}Am e ^{137}Cs .

Calibrazione del multicanale con sistema poco rumoroso

Si calibra in modo assoluto l'ordinata del Multicanale in e⁻/ch irraggiando il rivelatore dal lato del PD con la sorgente di Am-241. In questo caso è il solo PD ad agire direttamente come rivelatore a stato solido.

Un tipico spettro è riportato in fig. 3.

Per confronto viene mostrato in fig. 4 lo stesso spettro rivelato da un rivelatore HPGe di 13 mm con un'efficienza del 98% a 100 keV.

Discussione:

Il PD irraggiato con una sorgente di ^{241}Am vede solo due picchi (tab 2) a causa della sua scarsa risoluzione, il cui primo picco è un melange di righe con energie vicine.

Si attribuisce al primo picco un valore di energia di 17.38 keV che è la media pesata dei valori di bassa energia indicati in tabella 1.

Energia picco vista da PD (keV)
17.38
59.537

Il picco a 59.5 keV risulta poco intenso a causa della scarsa efficienza del PD (fig.5, efficienza fotoelettrica di un tipico PD da 300 μm).

Risultano evidenti code nella parte sinistra dei picchi misurati (code di bassa energia). Queste code sono legate ad R_{coll} e sono forse dovute ad una incompleta raccolta della carica agli elettrodi del fotodiodo. Abbassando la tensione inversa di polarizzazione del fotodiodo a 6 V infatti si nota un aumento di questo fenomeno (fig. 11).

I centroidi dei due picchi seguono la relazione lineare:

3) $y = a + bx$

Dove:

y = Canale di picco

a = offset

b = relazione canali/keV

x = Energia in keV

Note le energie ed i canali di picco si risale ai valori delle costanti a e b .

Dalla misura del centroide di entrambi i picchi, mediante un fit lineare si ottengono i parametri a e b della relazione.

Per calibrare la scala del multicanale in elettroni, si considera che nel Silicio sono necessari, a 20°C, 3.64 eV (ref. F. Perotti & C. Fiorini, 1999) per generare una coppia elettrone/lacuna, quindi al picco più energetico della sorgente di ^{241}Am corrispondono $59537/3.64 \cong 16400$ elettroni.

Calibrazione del multicanale con un sistema rumoroso

Nel caso in cui, a causa del rumore dell'elettronica di misura, il picco a bassa energia non risulti visibile, si dovrà procedere alla determinazione del parametro di offset " a " della relazione mediante calibrazione della scala del multicanale fatta con un impulsatore di precisione.

Per farlo si introduce nel preamplificatore di carica attraverso un apposito ingresso di test ed un condensatore in serie all'input del preamplificatore, una serie di segnali con tensioni determinate forniti dall'impulsatore. Questi segnali danno luogo ad una serie di picchi sul multicanale, a partire dai quali si effettua la calibrazione della scala.

Per la determinazione di ' a ' si procede con la formula vista in precedenza, in questo caso però x è la tensione dell'impulso introdotto in mV e b si misura in canali/mV.

La retta di calibrazione del multicanale utilizzerà come punti il valore di offset corrispondente ad una quantità di carica nulla ed il picco a 60 keV dell'Am-241.

4. Misura del rumore elettronico

Il rumore elettronico può essere valutato in due modi indipendenti, o utilizzando la misura con ^{241}Am o utilizzando il metodo completamente elettronico già impiegato nella misura di offset.

Rumore misurato con ^{241}Am

Come indicato in precedenza il PD agisce come rivelatore diretto della radiazione, in tal caso l'incertezza con cui viene misurata una carica indotta dalla radiazione che perde completamente la sua energia nel Si è data da tre termini indipendenti:

$$4) \quad \sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{el}}^2 + \sigma_{\text{coll}}^2$$

Dove:

σ_{tot} = incertezza misurata.

σ_{stat} = Allargamento statistico nella produzione di coppie elettrone-lacuna all'interno del fotodiodo.

σ_{el} = Contributo del rumore elettronico. Questo valore è lo stesso della relazione 1) ed è il valore cercato

σ_{coll} = Incertezza dovuta alla incompleta raccolta di carica del rivelatore.

$$5) \quad \sigma_{\text{stat}} = (FW E_x)^{0.5}$$

Dove:

E_x = Energia dei fotoni incidenti espressa in eV.

W = Energia necessaria per la produzione di una coppia elettrone-lacuna.

F = Fattore di Fano.

σ_{stat} è il contributo dovuto alle fluttuazioni statistiche del numero di portatori di carica nel rivelatore, e segue la statistica di Poisson (ref. Knoll, 1989). Il fattore di Fano F viene introdotto per quantificare il discostamento della distribuzione reale da quella poissoniana. Per un rivelatore al Silicio esso varia in funzione dell'energia dei fotoni incidenti e della temperatura, a 20 °C va da 0.124 ± 0.006 a 5.9 keV a 0.159 ± 0.002 a 122 keV (F. Perotti & C. Fiorini, 1999).

Questa fonte di rumore è sempre presente nel segnale di un rivelatore indipendentemente dalla qualità del sistema utilizzato.

σ_{el} è il rumore elettronico già discusso in precedenza.

σ_{coll} è dovuto ad una incompleta raccolta della carica agli elettrodi del rivelatore, in questo caso gli spettri di sorgenti monoenergetiche mostrano una coda verso le basse energie. È imputabile ad effetti di intrappolamento all'interno del PD e dipende dalla distanza che devono percorrere le cariche prima di raggiungere gli elettrodi. Per eliminare il contributo di σ_{coll} all'allargamento dei picchi visti da PD, si può calcolare l'ampiezza della gaussiana tenendo conto solo della parte destra del picco rispetto al centroide.

Dal valore di σ_{tot} si può stimare quindi direttamente il valore di σ_{el} .

Rumore misurato con impulsatore.

Iniettando la carica proveniente da un impulsatore nel circuito del preamplificatore, e misurando la larghezza dei picchi così ottenuti, si risale al rumore della catena elettronica R_{el} in e_{rms} , che equivale al $\sigma(e_{rms})$ della gaussiana.

In particolare, dal momento che la carica viene iniettata nel sistema di amplificazione del segnale attraverso una piccola capacità connessa all'ingresso del preamplificatore, si può stimare la carica iniettata dall'impulsatore a partire dalla tensione fornita dall'impulsatore e dal valore della capacità all'ingresso, e da qui il rumore in e_{rms} tramite la formula:

$$\sigma_{el} = \frac{V_{p1} - V_{p2}}{N_1 - N_2} C_c \frac{\Delta P}{2.35}$$

Dove V_{p1} e V_{p2} sono i valori di tensione di due dei picchi generati, N_1 e N_2 sono il numero del canale in cui cade il centroide dei due picchi, C_c è il valore della capacità all'ingresso del preamplificatore e ΔP è il FWHM in canali dei picchi misurati.

5. Uscita di luce da un cristallo di CsI(Tl)

Si effettua una misura su di un cristallo accoppiato allo stesso PD ed alla stessa catena elettronica già calibrati in precedenza, e si irraggia il sistema con una sorgente di raggi gamma di energia nota tipicamente ^{137}Cs si ottenendo una misura del picco di 661 keV visto dal cristallo scintillatore (fig. 6).

Tenendo conto della calibrazione della scala in elettroni/canale, si determina il numero di elettroni liberati da un fotone di energia pari a 661 keV.

Si ottiene quindi n_e (in e^-/keV), il numero di elettroni emessi per energia unitaria del fotone incidente.

$$6) n_e = \frac{y - a}{b}$$

Dove y , a e b sono gli stessi della relazione 1) (b è misurato in canali/elettrone).

Stima della efficienza di collezione della luce

Una volta noti i valori di σ_{stat} e σ_{el} (con i metodi descritti in precedenza) e noto il **FWHM** del picco misurato con una sorgente di ^{137}Cs , si può ottenere il valore di σ_{coll} tenendo conto del fatto che i rumori si sommano in quadratura, nel modo seguente:

$$\sigma_{coll}^2 = \left(\frac{FWHM}{2.35} - ^{137}\text{Cs} \right)^2 - \sigma_{stat}^2 - \sigma_{el}^2$$

6. Stima degli errori sui parametri determinati

Per la determinazione degli errori delle varie grandezze da utilizzare nelle relazioni esposte sopra si possono distinguere due categorie:

- 1) Le grandezze che si determinano direttamente dall'analisi dei picchi prodotti durante le misure. È questo il caso, ad esempio, della uscita luce (rif. formula 6.) che viene valutata direttamente dalla posizione del fotopicco dello spettro del ^{137}Cs . In questi casi, definita la rappresentazione statistica del picco, solitamente una gaussiana, le incertezze dei parametri del picco (ampiezza, centroide, sigma) sono note direttamente dalla teoria in forma analitica o sono dati dalle approssimazioni numeriche di fit del picco.
- 2) Le grandezze che si ricavano tramite equazioni utilizzando diversi risultati da misure indipendenti ognuna affetta da errore. È questo il caso, ad esempio, della valutazione dei parametri di calibrazione del multicanale (rif. formula 3.). In quel caso per valutare l'errore è conveniente usare un metodo numerico che produca diverse rette; i punti attraversati da ogni retta sono generati numericamente in modo random con il vincolo di avere la distribuzione della gaussiana che descrive l'incertezza del punto stesso. Dalla distribuzione dei coefficienti delle rette generate, offset e coefficienti angolari, si può determinare l'errore sui coefficienti stessi.

Gli errori sui singoli elementi sono poi utilizzati per ottenere i vari parametri secondo la normale propagazione degli errori.

7. Caso reale: Misure su rivelatore assemblato

Nel caso reale spesso la sequenza indicata al paragrafo 3 è effettuata su un rivelatore già completo, quando il PD ed il diffondente sono già sistemati sul cristallo. Questo ha degli effetti che sono di seguito discussi in quanto cambia lo spettro usato per la calibrazione del MCA.

Un tipico spettro di calibrazione con sorgente di ^{241}Am ottenuto stimolando un PD otticamente incollato allo scintillatore appare in figura 7.

Da questi risulta evidente nelle misure con PD-CsI(Tl) la comparsa di un picco intorno a 33 keV (tempo di formazione del segnale 6 μs).

Per interpretare il nuovo picco sono state fatte misure con la sorgente di ^{241}Am in diverse condizioni:

- i) È stato esaminato uno spettro su rivelatore HPGe ottenuto con una sorgente di ^{241}Am , posizionata in modo tale che i fotoni X emessi raggiungessero il rivelatore direttamente (fig. 4).

- ii) La stessa misura è stata ripetuta ma in presenza di un cristallo di CsI vicino al rivelatore, per esaminare le righe di fluorescenza prodotte dal cristallo stesso (fig. 5).
- iii) È stata misurata su un sistema PD accoppiato otticamente al CsI(Tl) la energia apparente del picco di fluorescenza misurata dal PD e questo al variare del tempo di formazione del segnale (fig. 8, 9 e 10).

Il rivelatore HPGe risolve nello spettro della sorgente la serie di righe di bassa energia (punto i).

Lo spettro dell' ^{241}Am posto vicino ad un cristallo di CsI e rivelato dall'HPGe mostra le righe di fluorescenza prodotte dal cristallo.

Risultano visibili le righe dovute alle transizioni K-L (K_{α}) e K-M (K_{β}) di Cs ed I. in perfetto accordo con le energie delle transizioni elencate in tabella 3.

Riga rilevata	Energia (keV)
K_{α} (I)	28.5
K_{α} (Cs)	30.8
K_{β} (I)	32.2
K_{β} (Cs)	34.9
Media pesata	30.4

Tabella 3: Righe prodotte da fluorescenza.

Nelle misure (punto iii) con PD-CsI(Tl) la comparsa di un picco intorno a 33 keV (tempo di formazione 6 μs), che si sposta a circa 30 keV per tempi di formazione del segnale più brevi (0.5 μs).

Il fotodiodo non ha un potere risolutivo sufficiente per consentire di discriminare tra le diverse righe, quindi le vede tutte riunite in un'unica riga di energia pari alla media pesata delle componenti. L'intensità delle righe dello Iodio e quella delle righe del Cesio è stata assunta uguale, perchè l'efficienza nella produzione di fotoni per fluorescenza nei due elementi è simile, ed inoltre dallo spettro del Germanio non emergono differenze evidenti nelle intensità dei due gruppi di righe.

La media pesata delle righe K_{α} e K_{β} di I e Cs è di 30.4 keV, quindi il fotodiodo dovrebbe vedere in questa zona dello spettro una sola riga con energia pari a 30.4 keV.

In realtà all'interno del PD si sommano due tipi di segnali:

- Uno è quello dovuto ai raggi X emessi per fluorescenza dal CsI(Tl).
- L'altro è dovuto alla scintillazione del CsI(Tl) provocata dai fotoni X che, dopo avere interagito con gli atomi del cristallo per dare luogo alla fluorescenza, si ritrovano con un'energia pari a $59.5 - 30.4 \cong 29$ keV. Questa energia viene convertita in luce all'interno del cristallo stesso.

Le rapidità di questi due segnali agli elettrodi del fotodiodo sono diverse.

Il segnale generato dai raggi X direttamente incidenti sul PD ha un tempo di formazione di alcuni nanosecondi determinato essenzialmente dal tempo di trasporto della carica prodotta dalla interazione nello spessore di Si della giunzione.

Il segnale di scintillazione ha un tempo di decadimento del segnale di circa 1 μ s (tempo impiegato perchè l'intensità luminosa passi ad 1/e del suo valore massimo).

Cambiando il tempo di formazione del segnale e portandolo al di sotto di 1 μ s si perde gran parte del contributo dovuto alla scintillazione.

In tabella 4 è mostrata l'energia equivalente del picco di fluorescenza con diversi tempi di integrazione del segnale

Tempo di formazione del segnale (μs)	Energia picco (keV)	Carica equivalente (e^-)
0.5	31.0	8540
6.0	33.3	9180

Tab. 4: Posizione del picco di fluorescenza al variare dello shaping time.

Il segnale registrato direttamente dal PD relativo ai fotoni X della fluorescenza del cristallo, è pari a $30.4 \times 16400 / 59.5 = 8380$ e^- ed è indipendente dal tempo di formazione del segnale.

A questo si deve aggiungere il contemporaneo contributo al segnale della scintillazione. Assumendo come valore tipico una uscita luce n_c per il CsI(Tl) pari a circa 30 e^-/keV , il numero di elettroni generati dai fotoni di 29 keV è pari a $29 \times 30 \cong 870$ e^- .

Il segnale risultante dalla somma dei due è di 9250 e^- , molto vicino a quello registrato effettivamente sul fotodiodo con uno shaping time di 6 μ s (9180 e^-).

Accorciando il tempo di formazione del segnale a 0.5 μ s diminuisce notevolmente anche la carica raccolta sul PD dovuta a scintillazione. In questo caso infatti il numero di elettroni rilevati diminuisce sensibilmente, avvicinandosi al valore di circa 8400 (corrispondenti a 30.4 keV) che si avrebbe per la sola fluorescenza del CsI.

Referenze

F. Perotti, C. Fiorini, *Nucl. Instr. and Meth.* **A423** (1999), p.356-363

G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (1979), ed. J. Wiley & Sons.

A. Spizzichino, C. Labanti, F. Schiavone, *Determinazione dell'uscita di luce da un campione di CsI(Tl) accoppiato ad un fotodiodo*, comunicazione personale.

J. D. Valentine, W. W. Moses, S. E. Derenzo, D. K. Wehe & G. F. Knoll, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A325** (1993) p.147-157

P. W. Nicholson, *Nuclear electronics* (1974), ed. J. Wiley & Sons.

IEEE Trans. Nucl. Sci. NS_16 n. 6, Dic. 1969.

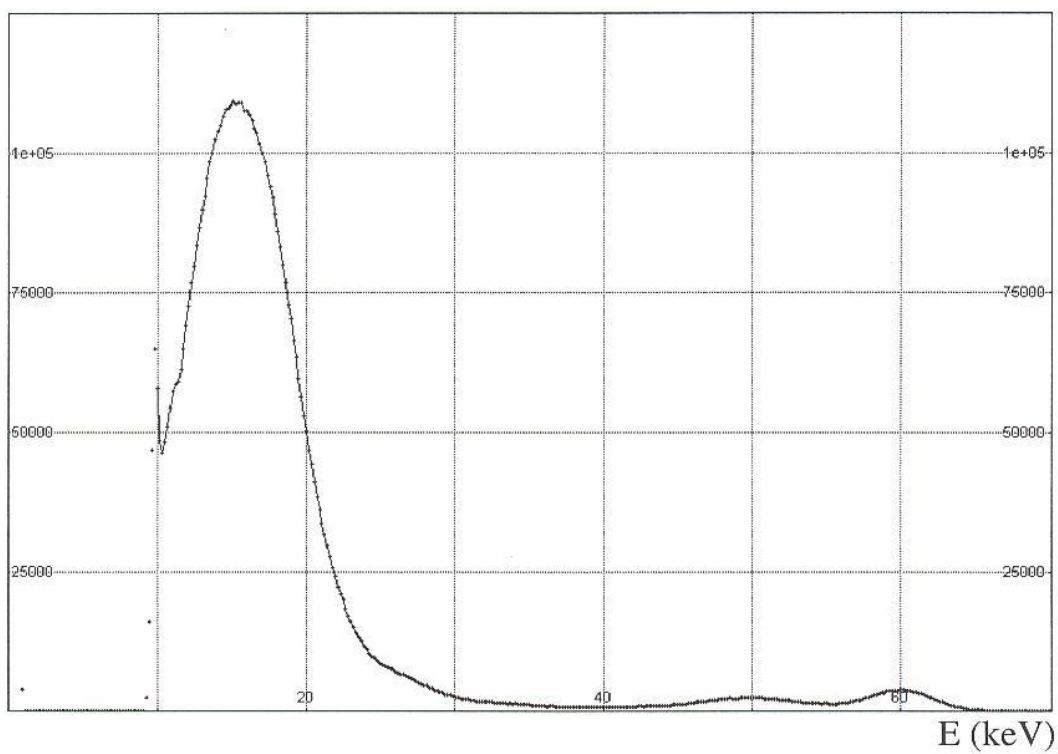
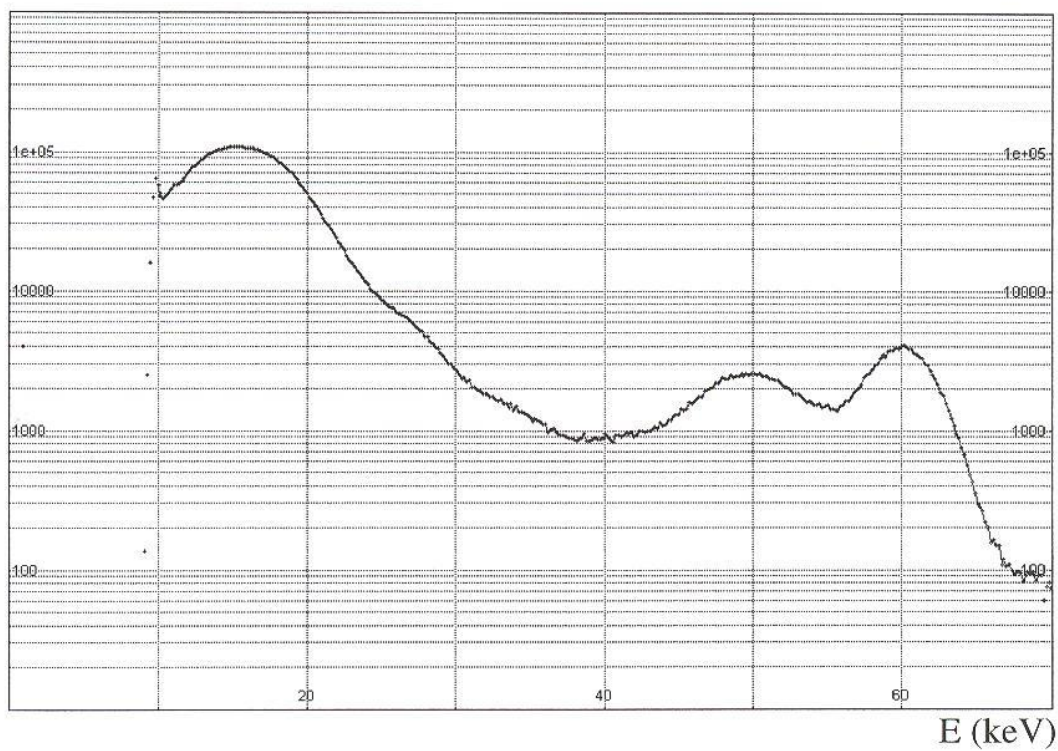


Fig. 3 e 3 bis: Spettro dell'Am-241 visto da un fotodiiodo al Silicio di tipo PIN, spessore 300 μm (in scala logaritmica e lineare).

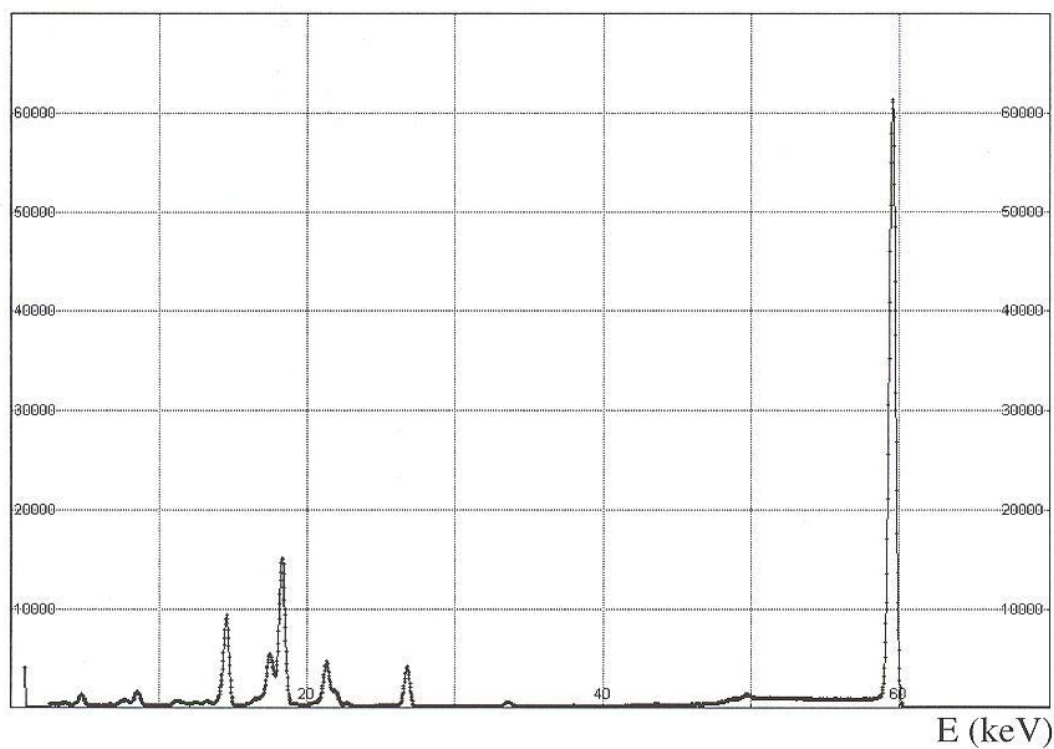


Fig. 4: Spettro dell'Am-241 visto con un rivelatore di tipo HPGe (13mm di spessore).

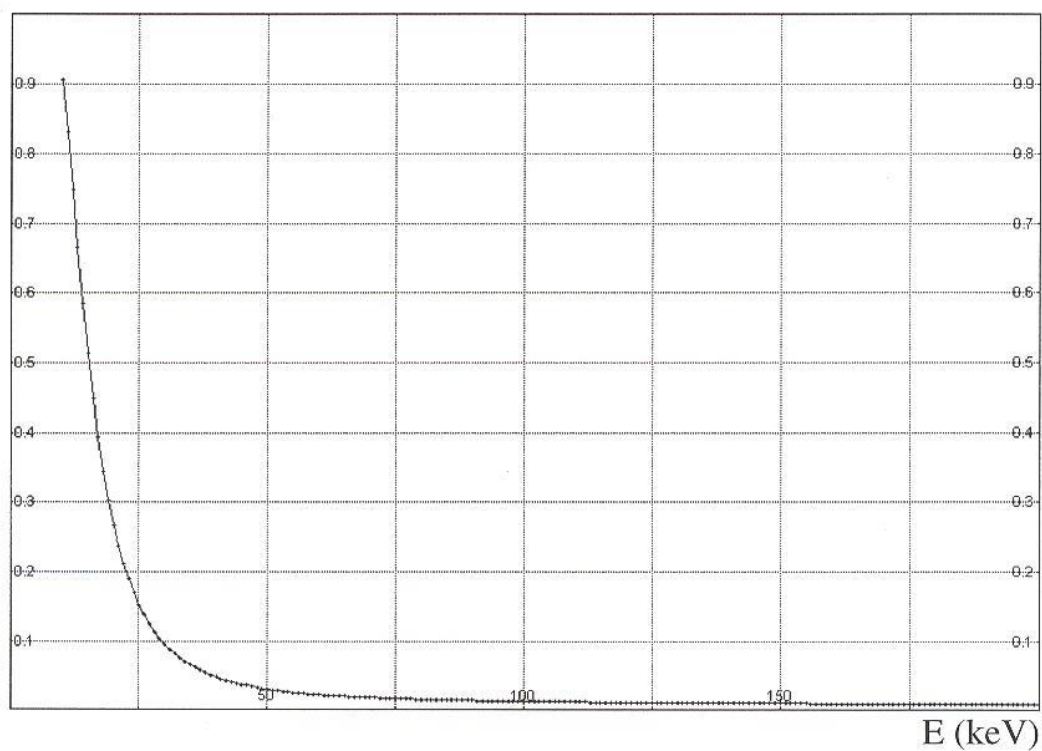


Fig. 5: Efficienza (I/I_0) di un fotodiode al Silicio di spessore 300 μm .

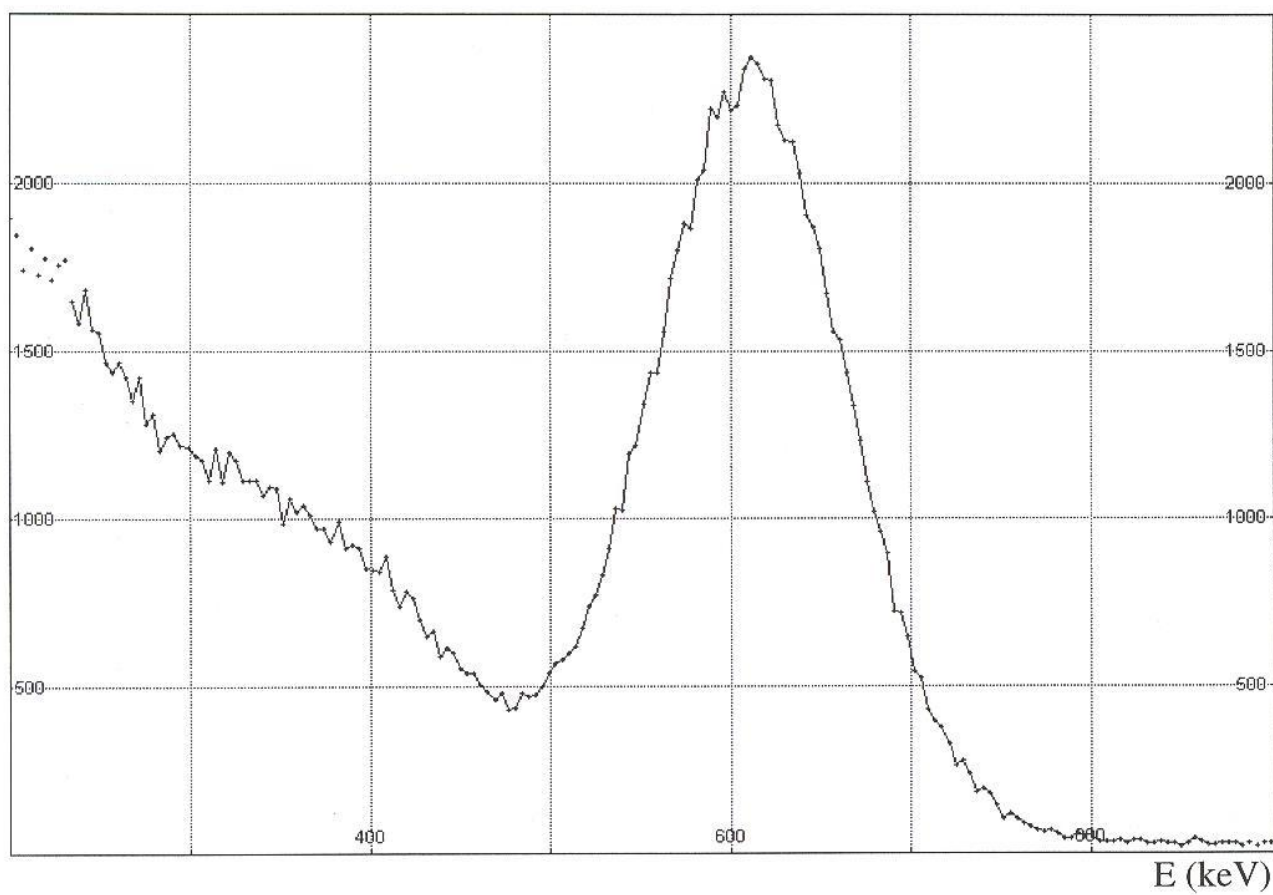


Fig. 6: Picco a 611 keV di una sorgente di Cs-137 visto da un rivelatore a scintillazione di tipo CsI(Tl) accoppiato ad un PD.

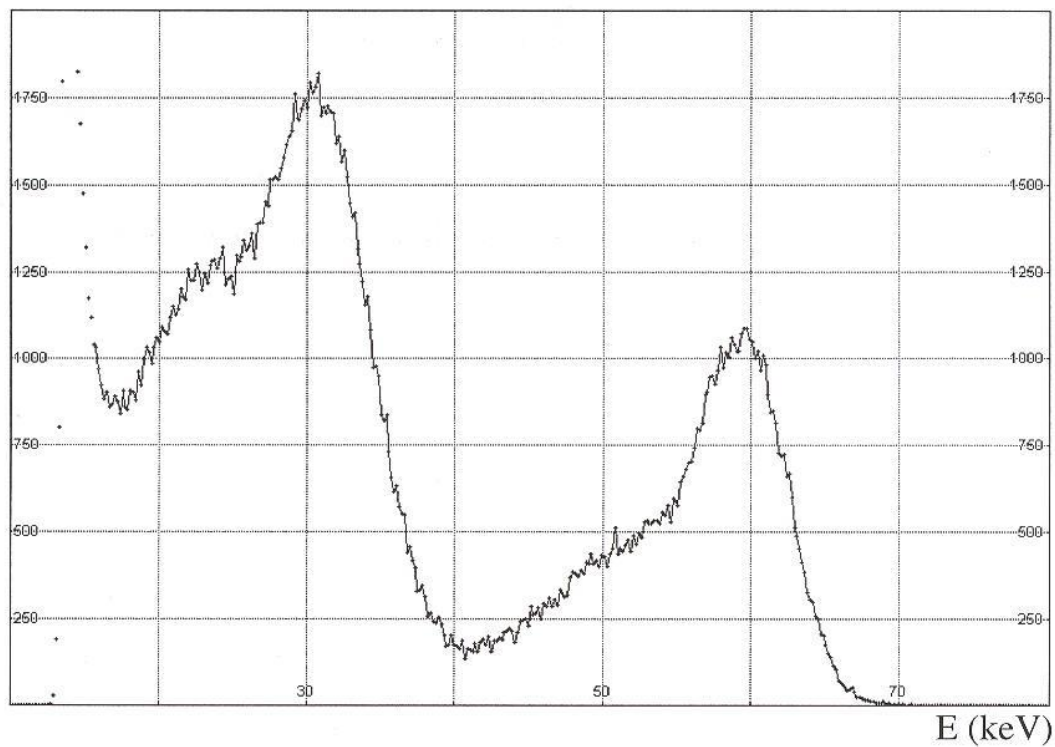


Fig. 7: Spettro dell'Am-241 visto da un rivelatore accoppiato PD-CsI(Tl), shaping time 0.5 μ s.

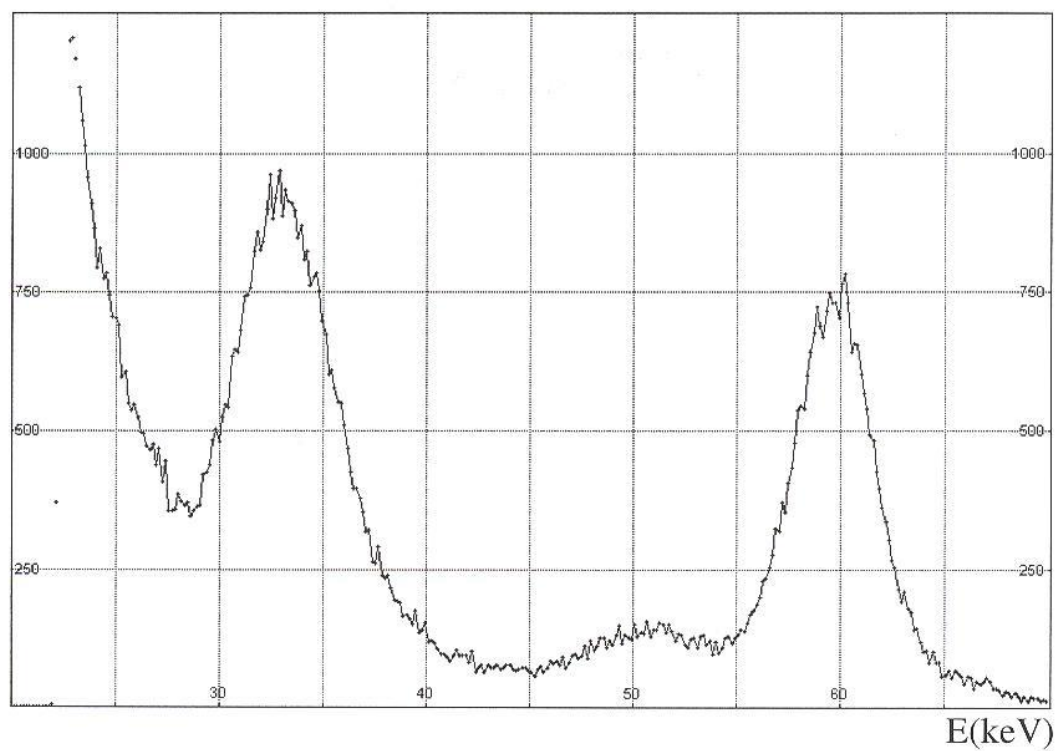


Fig. 8: Spettro dell'Am-241 visto da un rivelatore accoppiato PD-CsI(Tl), shaping time 6 μ s.

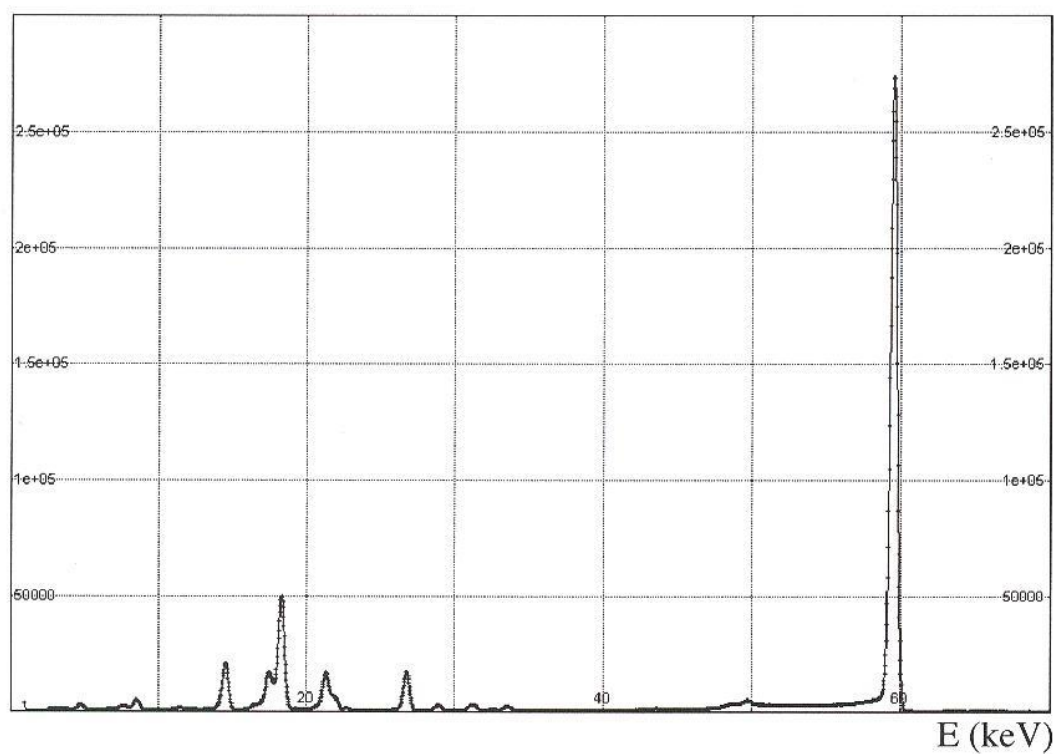


Fig. 9: Spettro dell'Am-241 visto da un rivelatore tipo HPGe con le righe di fluorescenza del CsI.

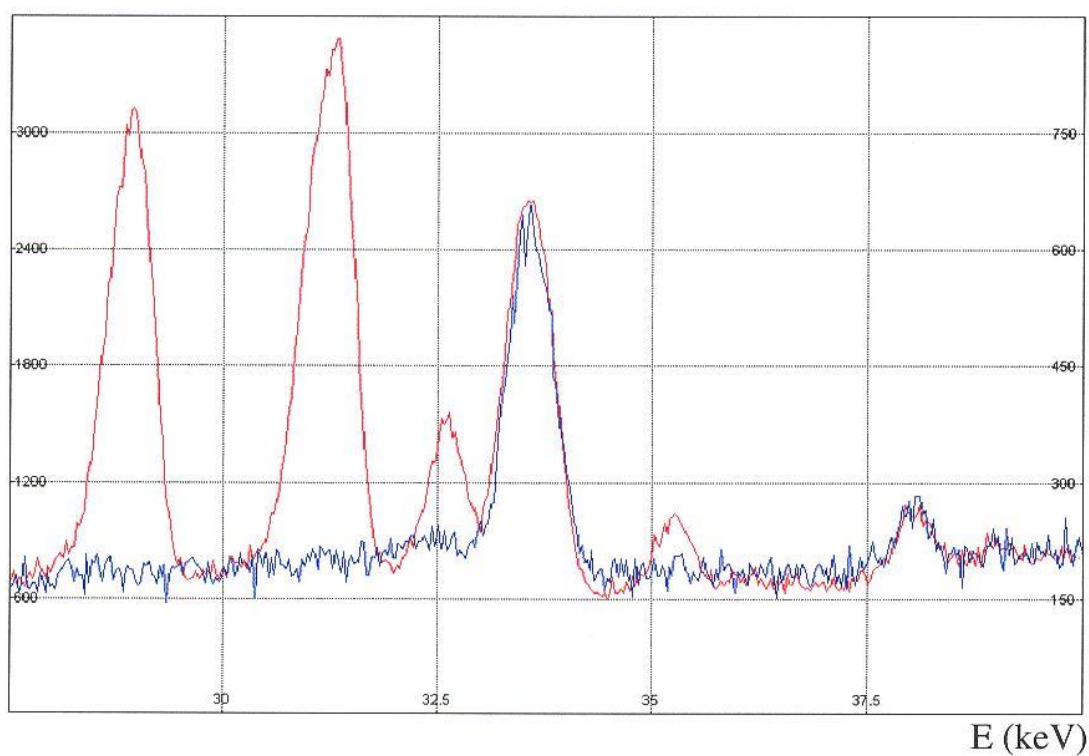


Fig. 9 bis: Ingrandimento della zona con le righe di fluorescenza del CsI confrontato con lo spettro normale dell'Am-241.

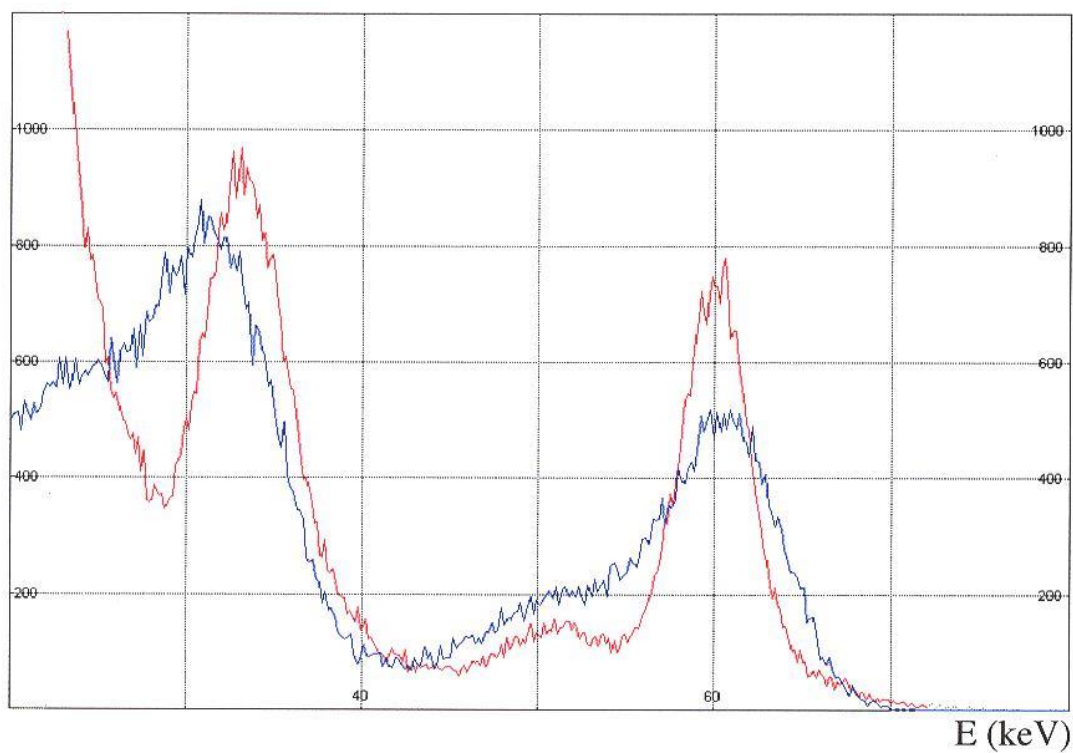


Fig. 10: Comparazione degli spettri ottenuti con shaping time a $0.5 \mu\text{s}$ (rosso) e $6 \mu\text{s}$ (blu), dopo avere normalizzato i guadagni.

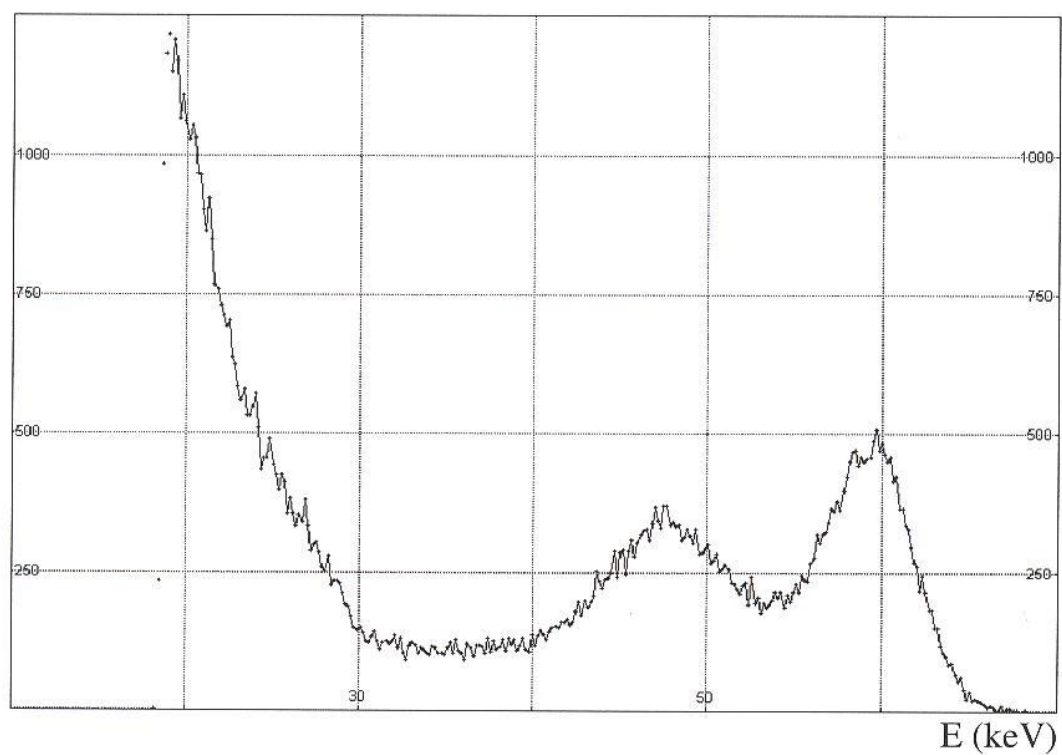


Fig. 11: Spettro dell'Am-241 ottenuto polarizzando il PD a 6 V.