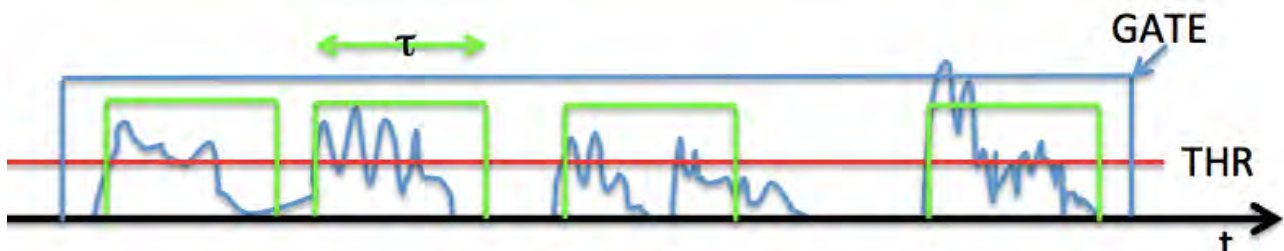


## EFFETTO DEL TEMPO MORTO

Supponiamo di avere una sequenza di eventi. Ogni volta che l'ampiezza (carica, corrente o tensione, come nel nostro caso) del segnale di un rivelatore supera la soglia viene formato un impulso digitale di una durata prefissata, pari almeno al tempo necessario affinché il rivelatore sia nuovamente pronto per acquisire un altro evento. Durante questo intervallo di tempo, che per quanto si possa minimizzare non sarà mai nullo, il rivelatore non è in grado di avvertire il passaggio di un'altra particella: è "morto".

Si definisce TEMPO MORTO l'intervallo temporale durante il quale il rivelatore è insensibile mentre il TEMPO VIVO è quello durante il quale è possibile segnalare il passaggio di una particella. Nell'esempio il quarto segnale non viene processato perché l'evento è arrivato durante il tempo morto generato dal terzo segnale.



Dato che l'effetto non è eliminabile occorre tenerne conto correggendo opportunamente la frequenza di conteggi misurata.

Vediamo ora come correggere l'effetto del tempo morto. Supponiamo di aprire un GATE per un tempo  $\Delta t$  e che il tempo morto di ogni evento (WIDTH) sia pari a  $\tau$ . Durante l'apertura del GATE avremo un numero di conteggi pari a  $N$  ma  $\Delta T$  non è tutto il tempo vivo: gli va sottratto, per ognuno degli  $N$  eventi registrati, un tempo (morto) pari a  $\tau$ :  $\Delta t_{VIVO} = \Delta t - N\tau$ .

Definiamo ora con  $r^*$  la frequenza (rate) che si avrebbe in caso di tempo morto nullo e con  $r$  la rate effettivamente misurata che, a causa del tempo morto, sarà inferiore a quella che sarebbe stata misurata con un rivelatore ideale.  $N = r^* \Delta t_{VIVO} = r^* (\Delta t - N\tau)$  da cui, dividendo per  $\Delta t$  si ottiene:  $N/\Delta t = r^* (1 - N/\Delta t \tau)$  cioè  $r = r^* (1 - r\tau)$  da cui si ricava:  **$r^* = r/(1 - r\tau)$**

Definendo inoltre con  $\Delta$  la frazione (o percentuale) di tempo morto  $\Delta = r\tau$ , si ottiene la formula correttiva:  **$r^* = r/(1 - \Delta)$** . Notare che  $\Delta$  è una quantità nota perché dipende dalle caratteristiche del rivelatore e dalla frequenza effettivamente misurata.

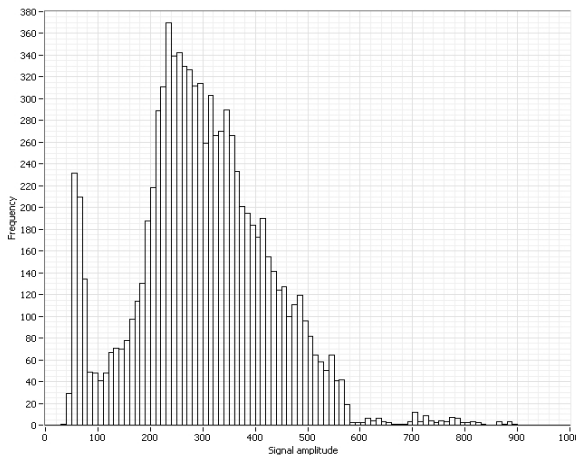
Apparentemente  $\Delta = r\tau$  potrebbe raggiungere o superare il 100% nel caso di frequenze  $r$  o tempi morti  $\tau$  elevati. In realtà ciò non accade: da  $r = r^* (1 - r\tau)$  si ricava che  $r = r^*/(1 + r^*\tau)$ .

Se  $r^*$  è molto inferiore a  $1/\tau$  allora la frequenza misurata  $r$  coincide con quella teorica  $r^*$ .

Ma se  $r^*$  crescesse indefinitamente la frequenza misurata  $r$  varrebbe al massimo  $1/\tau$ . Solo in questo caso la percentuale di tempo morto sarebbe  $\Delta = 100\%$ . In queste condizioni il numero massimo di eventi acquisibili durante il tempo di osservazione  $\Delta T$  sarebbe  $N = \Delta T/\tau$ : appena termina il tempo morto di un evento arriva l'evento successivo.

**LABORATORIO<sup>8</sup>:****1) OTTIMIZZAZIONE DEL RAPPORTO SEGNALE/RUMORE**

Come verrà dettagliato in seguito, il rivelatore è sensibile alla radiazione dell'ambiente, al passaggio di raggi cosmici e, come in ogni altro dispositivo elettronico, al rumore sia del fotomoltiplicatore che del circuito elettronico al quale è connesso. Come conseguenza si potrà acquisire uno spettro di ampiezze nel quale si potranno riconoscere le diverse componenti del fondo come in questo esempio:



1) fino al canale 100 (in questo caso) sono presenti eventi con un'ampiezza "bassa" dovuta al rumore elettronico

2) fino al canale 600 ci sono gli eventi dovuti ai decadimenti del radon e del potassio dell'ambiente

3) sopra il canale 600 si vedono i segnali indotti dal passaggio dei raggi cosmici

I segnali con un'ampiezza superiore al valore di soglia impostato nella BlueBox potranno essere

conteggiati all'interno del GATE di acquisizione mentre gli altri verranno ignorati. Occorrerà quindi ottimizzare il valore della tensione di soglia per eliminare il contributo del rumore elettronico senza rigettare gli eventi dovuti a interazioni di particelle con il rivelatore.

Si acquisiranno campioni di 200 GATE per diversi valori della THRESHOLD fra 0,5 V e 2,5 V. I valori delle frequenze ottenute verranno graficate (frequenza vs soglia) per identificare visivamente il punto in cui la frequenza termina di calare bruscamente al crescere della soglia: quello è il punto di lavoro di quella BlueBox collegata a quel contatore a scintillazione.

**2) STUDIO DELLA DISTRIBUZIONE DEI TEMPI DI ARRIVO**

Il rumore di fondo, sia esso dovuto alla componente elettronica o alla radioattività ambientale o ai raggi cosmici, segue la statistica poissoniana; pertanto la distanza fra l'arrivo di un evento e il successivo ha un andamento esponenziale. Scopo di questa esperienza è verificarlo.

La raccolta dati avverrà tramite l'oscilloscopio col quale si visualizzerà l'uscita digitale della BlueBox. Per effettuare la misura della distanza temporale fra un evento e il successivo si utilizzerà l'oscilloscopio in modalità "SINGLE SEQUENCE". La funzione MEASURE→PERIOD misurerà, ad ogni pressione del tasto SINGLE SEQ, la distanza fra il primo evento (quello che avrà fatto partire la visualizzazione dell'oscilloscopio) e il secondo arrivato.

In questo modo si otterrà rapidamente un campione di 200 misure che, approssimate a 1 ms verranno istogrammate.

<sup>8</sup> maggiori dettagli verranno forniti in concomitanza con l'esercitazione in laboratorio

Sullo stesso istogramma andrà riportata la funzione esponenziale avente come valor medio quello ottenuto dalla media aritmetica delle 200 misure al fine di verificare qualitativamente che la distribuzione dei tempi di arrivo è esponenziale.

### 3) STUDIO DEL TEMPO MORTO

La strumentazione in dotazione al laboratorio ha un tempo morto di circa 50  $\mu\text{s}$  dovuto al circuito della BlueBox per la misura e memorizzazione dell'ampiezza del segnale. Senza troppa difficoltà progettuale lo si sarebbe potuto ridurre notevolmente. Tuttavia il minimo sarebbe stato determinato dalla costante di tempo di decadimento della luce di scintillazione del CsI: circa 3,4  $\mu\text{s}$  da moltiplicare per 3 o 4 per evitare di acquisire segnali di bassa ampiezza impilati ("pile-up") sulla coda dell'evento precedente). Data la finalità didattica, invece, il circuito è stato progettato per aumentare artificialmente tale tempo morto portandolo fino a circa 5 ms.

Verrà studiato l'andamento della frequenza di conteggi al variare della durata del tempo morto. In particolare si acquisiranno campioni di 200 GATE di durata 1 s variando la larghezza del segnale digitale (WIDTH) di 0,2 - 0,5 - 1 - 1,5 - 2 - 2,5 - 3 - 4 - 5 ms.

Un primo grafico frequenza misurata ( $r$ ) vs percentuale di tempo morto ( $\Delta$ ) permetterà di visualizzare quando l'effetto inizia ad alterare significativamente i risultati delle misure di frequenza.

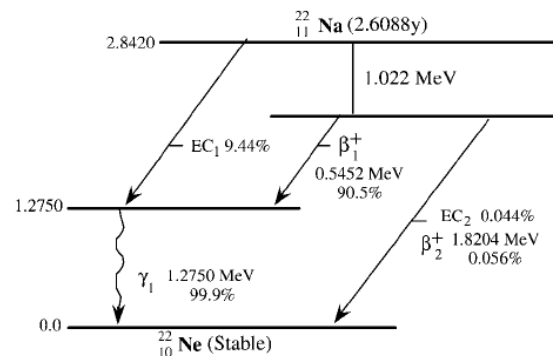
Un secondo grafico ( $1/r$  vs  $\tau$ ) fornirà<sup>9</sup> una retta di intercetta  $1/r^*$  e pendenza unitaria. Dal calcolo dei coefficienti della retta sarà possibile ricavare il valore della frequenza dei conteggi dovuti alla radiazione ambientale.

---

<sup>9</sup> dimostrare

## SORGENTI DISPONIBILI IN LABORATORIO

In laboratorio si utilizzerà principalmente una sorgente puntiforme  $^{22}\text{Na}$  di bassa intensità (<10 kBq). Dato che in seguito al decadimento di questo radionuclide ( $T_{1/2} = 2,6 \text{ y}$ ) si producono nel 90% dei casi due gamma da 511 keV (annichilazione del positrone<sup>10</sup>) e uno da 1275 keV nel 100% dei casi, si potrà valutare anche come dipendono dall'energia sia la risposta del rivelatore sia l'effetto di schermo di diversi materiali.



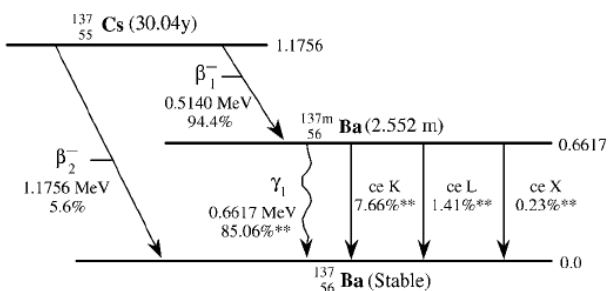
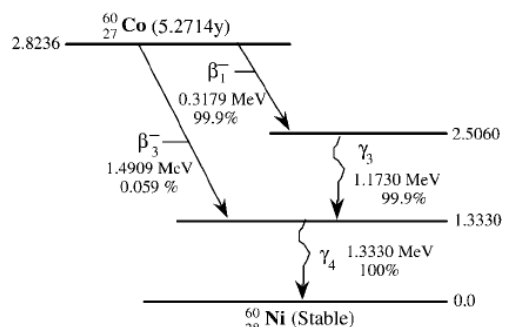
Questo è anche il tipo di sorgente che, con attività nettamente superiori, viene tipicamente utilizzato per la calibrazione spaziale e la certificazione delle prestazioni della strumentazione PET dato che nel decadimento del  $^{22}\text{Na}$  viene prodotto un positrone (end point 545 keV) che simula gli emettitori  $\beta^+$  dei radiofarmaci utilizzati come traccianti nella PET: i gamma collineari emessi nelle annichilazioni consentono di ricostruire la posizione in cui il metabolismo dell'organismo ha maggiormente concentrato il radiofarmaco.

La scelta del  $^{22}\text{Na}$  è determinata anche dalla sua lunga emivita. Indicando con  $N$  il numero di nuclei non ancora disintegrati se ne aspetta in un intervallo  $dt$  una diminuzione infinitesima proporzionale, tramite una costante  $\lambda$  detta costante di decadimento, al numero  $N$  e all'intervallo  $dt$ :  $dN = -\lambda N dt$ . Quindi  $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$  da cui  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ . Definita al tempo  $t$  l'attività come velocità di decadimento  $A(t) = -\frac{dN}{dt}$  si ricava  $A(t) = \lambda N$  da cui  $\frac{dA}{A} = \frac{dN}{N} = -\lambda dt$  e quindi  $A(t) = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$  con  $\tau = 1/\lambda = T_{1/2}/\ln(2) = 2,6 \text{ y}/0,69 = 3,8 \text{ y}$ . Durante la durata del corso di laboratorio, quindi, l'attività della sorgente può essere considerata costante [calcolare di quanto varia in un mese].

Si può dimostrare che  $\tau = 1/\lambda$  rappresenta il tempo (vita media) che trascorre in media prima

$$\text{che un determinato nucleo decada: } \langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t A(t) dt}{\int_0^\infty A(t) dt} = \frac{\int_0^\infty t A_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt}{\int_0^\infty A_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt} = \tau$$

Per calibrazioni in energia è disponibile anche una sorgente di  $^{60}\text{Co}$  che, invece, ad ogni decadimento  $\beta^-$  ( $Q = 318 \text{ keV}$ ) emette contemporaneamente un gamma da 1117 keV e uno da 1333 keV pressoché indipendenti spazialmente



Una terza sorgente che potrebbe essere utilizzata in laboratorio per calibrazioni in energia è il  $^{137}\text{Cs}$  che decade  $\beta^-$ : nel 6% ( $Q = 1176 \text{ keV}$ ) verso il  $^{137}\text{Ba}$  e nel 94% ( $Q = 514 \text{ keV}$ ) verso il  $^{137m}\text{Ba}$ . Questo stato si diseccita isomericamente: nell'85% dei decadimenti del  $^{137}\text{Cs}$  con un gamma

<sup>10</sup> Notare nello schema di decadimento il livello energetico a partire dal quale si genera il positrone

da 662 keV e nel 9% dei casi con la produzione di un elettrone da 662 keV per conversione interna

Occorre prestare attenzione al simbolo  $N$  che compare in  $A(t) = -dN/dt$  (radionuclidi presenti al tempo  $t$ ) e a quello che compare nella definizione di fluensa  $\phi = \frac{dN}{dS}$  (numero di particelle che colpiscono l'unità di superficie): nel caso del  $^{22}\text{Na}$  abbiamo visto che i gamma prodotti sono due da 511 keV col 90% di probabilità (e quindi mediamente 1,8 per ogni decadimento<sup>11</sup>) e uno da 1275 keV per ogni decadimento.

Indichiamo per comodità con  $\eta$  il numero medio di gamma (di interesse per le nostre applicazioni) che vengono emessi in seguito ad ogni disintegrazione del radionuclide utilizzato: 2,8 - 2 - 0,85 per i tre radionuclidi considerati.

## Pericolosità<sup>12</sup> delle sorgenti utilizzate

Come esercizio sul calcolo delle attività delle sorgenti consideriamo quelle in dotazione al Laboratorio che sono sigillate. Partiamo dalla definizione di **sorgente sigillata**:

sorgente formata da materie radioattive solidamente incorporate in materie solide, o sigillate in un involucro inattivo che presenti una resistenza sufficiente per evitare, in condizioni normali di impiego, dispersione di materie radioattive superiore ai valori stabiliti dalle norme di buona tecnica applicabili.

Al disotto di una attività complessiva che viene ritenuta non nociva si è in "regime di esenzione" per cui non vengono richieste particolari precauzioni per la detenzione e l'impiego delle sorgenti. In quel caso oltre a richieste amministrative ci sono pochi obblighi da rispettare come, ad esempio quello di conoscere l'ubicazione delle sorgenti stesse mentre, ad esempio, non è richiesto il rilascio di un Nulla Osta da parte del Prefetto.

I radionuclidi sono stati suddivisi in gruppi basati sulla radiotossicità:

GRUPPO 1 (radiotossicità molto elevata) per esempio:

$^{210}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{225}\text{Ra}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{225}\text{Ac}$ ,  $^{227}\text{Ac}$ ,  $^{227}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{U}$ ,  $^{231}\text{U}$ ,  $^{232}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{236}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{240}\text{Cm}$

GRUPPO 2 (radiotossicità elevata) per esempio:

$^{60}\text{Fe}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{126}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{I}$ ,  $^{125}\text{I}$ ,  $^{126}\text{I}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{La}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Pm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{224}\text{Ac}$ ,  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$

GRUPPO 3 (radiotossicità moderata) per esempio:

$^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{33}\text{P}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{47}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Fe}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{79}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Br}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{131}\text{Te}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{140}\text{La}$ ,  $^{147}\text{Pm}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{222}\text{Rn}$

GRUPPO 4 (radiotossicità debole) per esempio:

$^3\text{H}$ ,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{35}\text{S}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{61}\text{Co}$ ,  $^{69}\text{Zn}$ ,  $^{75}\text{Ge}$ ,  $^{83}\text{Se}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{88}\text{Nb}$ ,  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{107}\text{Pd}$ ,  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{137}\text{Pm}$ ,  $^{158}\text{Eu}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$

Per rientrare nel limite di esenzione una delle richieste che vanno rispettate è che le attività siano al di sotto di un massimo:

<sup>11</sup> facendo attenzione al fatto che i rivelatori che non coprono più di metà dell'angolo solido ne possono osservare solo uno dato che l'altro è emesso a 180°

<sup>12</sup> o non pericolosità?

- GRUPPO 1:  $5 \cdot 10^3$  Bq
- GRUPPO 2:  $5 \cdot 10^4$  Bq
- GRUPPO 3:  $5 \cdot 10^5$  Bq
- GRUPPO 4:  $5 \cdot 10^6$  Bq

Qualora si fosse in presenza di più sorgenti dell' i-simo gruppo con attività complessiva del gruppo  $A_i$ , una delle richieste da soddisfare per essere in "regime di esenzione" è che sia:

$$\frac{A_1}{5 \cdot 10^3 \text{ Bq}} + \frac{A_2}{5 \cdot 10^4 \text{ Bq}} + \frac{A_3}{5 \cdot 10^5 \text{ Bq}} + \frac{A_4}{5 \cdot 10^6 \text{ Bq}} < 1$$

❖ Esercizio: eseguire il calcolo precedente per 40 sorgenti sigillate:

$^{22}\text{Na}$ : 5 sorgenti da 740 Bq e 20 da 0,2  $\mu\text{Ci}$

$^{137}\text{Cs}$ : 5 sorgenti da 370 Bq

$^{60}\text{Co}$ : 5 sorgenti da 370 Bq

$^{90}\text{Sr}$ : 5 sorgenti da 10 nCi

e stabilire la massima attività per una ulteriore sorgente di  $^{152}\text{Eu}$  che potrebbe essere acquisita senza superare il limite.

❖ Esercizio: sapendo che le attività delle 40 sorgenti sono state certificate a febbraio 2012 (quelle con  $A < 1$  kBq) e a gennaio 2014 (quelle con  $A > 1$  kBq), determinarne l'attività complessiva a marzo 2015

## FONDO AMBIENTALE

Avendo acquisito molti eventi di fondo è possibile tentare di individuare le diverse componenti che lo costituiscono.

Un primo contributo proviene dal radon: in un ambiente parzialmente chiuso per qualche giorno si raccoglie del radon  $^{222}\text{Rn}$  la cui catena di decadimento in qualche ora termina nel piombo  $^{210}\text{Pb}$ . In questa successione, oltre a alfa e beta che non vengono rivelati dal contatore in dotazione, si generano con sufficiente abbondanza gamma da 295, 352 e 609 keV che generano parte dello spettro del fondo del rivelatore.

$^{226}\text{Ra}$  (1600 y) —  $\alpha$  —>

$^{222}\text{Rn}$  (3,8 d) —  $\alpha$  —>

$^{218}\text{Po}$  (3,1 m) —  $\alpha$  —>

$^{214}\text{Pb}$  (27 m) — ( $\beta$ ;  $\gamma$ : 295keV(19%), 352keV(36%)) —>

$^{214}\text{Bi}$  (20 m) — ( $\beta$ ;  $\gamma$ : 609keV(45%)) —>

$^{214}\text{Po}$  (164  $\mu\text{s}$ ) —  $\alpha$  —>

$^{210}\text{Pb}$  (22 y) — (...) —>

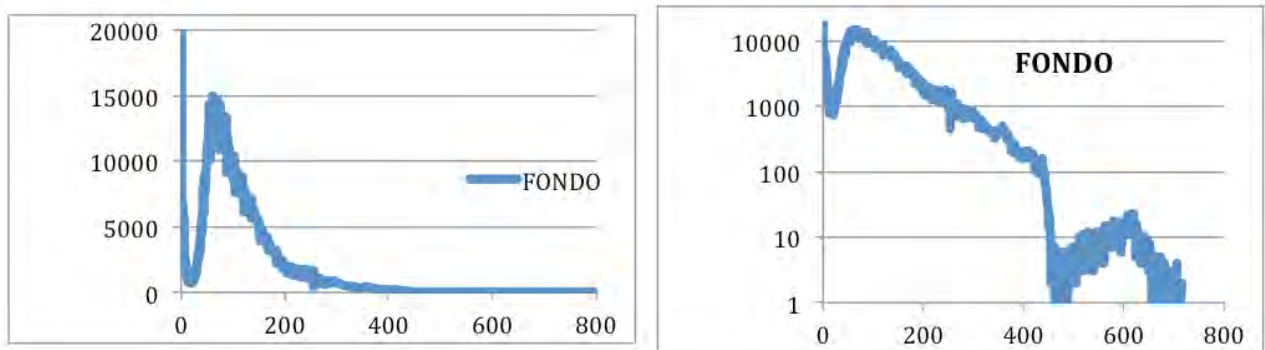
[Dal punto di vista radioprotezionistico si fa attenzione alla concentrazione del radon  $^{222}\text{Rn}$  la cui pericolosità deriva dal fatto che essendo un gas arriva, insieme ai successivi prodotti di decadimento, negli alveoli polmonari che vengono fortemente danneggiati dalle emissioni alfa anche se poco penetranti.

Essendo denso circa 8 volte più dell'aria si stratifica in basso concentrandosi maggiormente negli ambienti sotterranei. Il livello di guardia è posto a 150 Bq/m<sup>3</sup>; l'obbligo di intervento a 500 Bq/m<sup>3</sup>].

Per le misure effettuate in laboratorio un contributo al fondo ancora più significativo è dato dal decadimento del <sup>40</sup>K che è un isotopo naturalmente presente, anche se in bassa concentrazione (0,012 %), nel potassio che compone il cemento e i mattoni delle pareti e del pavimento. Nell'11% dei decadimenti del <sup>40</sup>K ( $T_{1/2} = 1,2 \cdot 10^9$  y) viene emesso un gamma da 1460 keV che viene rivelato dal contatore.

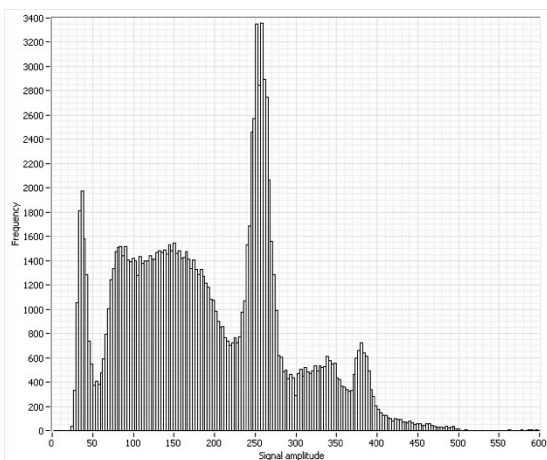
[In un corpo umano di 70 kg ci sono circa 160 g di potassio e un numero di nuclei di <sup>40</sup>K pari a  $0,012 \cdot 10^{-2} \times 160/40 \times 6 \cdot 10^{23} = 2,9 \cdot 10^{20}$ . Questo corrisponde a un'attività  $A = N/\tau$  di circa  $2,9 \cdot 10^{20} / [1,2 \cdot 10^9 \text{ y} / \ln(2)] = 5 \text{ kBq}$ ].

Nell'istogramma di ampiezze i valori energeticamente più elevati sono relativi al passaggio di raggi cosmici. Per evidenziarli è utile selezionare con GIADA la rappresentazione logaritmica.



## SPETTRO DI ENERGIA MISURATO<sup>13</sup>

Analizziamo ora con qualche dettaglio perché la distribuzione di ampiezze ha l'andamento osservato.



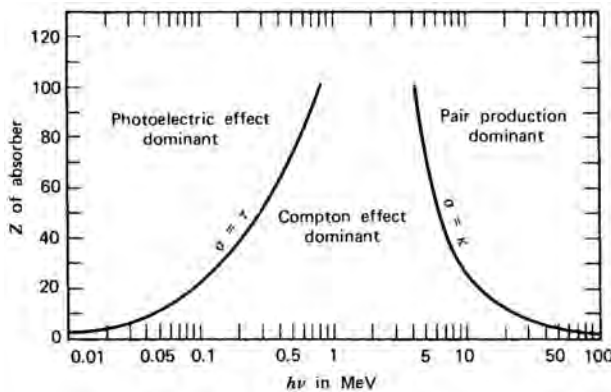
Consideriamo un fascio mono-energetico di raggi gamma che entra nel cristallo di CsI. Perché venga emessa luce di scintillazione alcuni elettroni del cristallo devono essere promossi dalla banda di valenza a quella di conduzione. L'energia necessaria viene fornita dall'eccitazione del materiale. Questo non possono farlo direttamente i gamma del fascio perché la frequenza della radiazione elettromagnetica è troppo elevata (keV o MeV invece dei pochi elettronvolt di differenza energetica fra banda di conduzione e di valenza).

<sup>13</sup> La trattazione degli argomenti di questo capitolo non è sostitutiva ma integrativa delle lezioni del Prof. Patera dato che è limitata a quanto osservabile in laboratorio.

È necessario che vengano prodotte particelle cariche che possono rilasciare energia agli atomi del materiale per eccitazione e ionizzazione (Bethe-Bloch): i gamma, essendo neutri, non sono in grado di farlo direttamente, per essere rivelati devono prima produrre elettroni mediante effetto fotoelettrico, effetto Compton e/o produzione di coppie. Sono questi elettroni veloci che danno luogo a scintillazione.

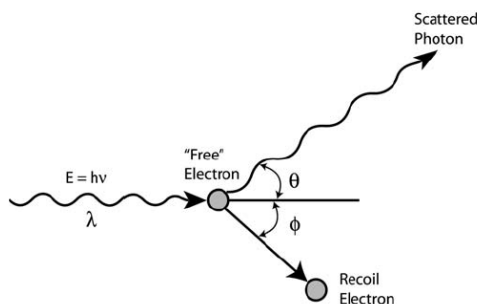
La distribuzione energetica osservata dipenderà quindi dal particolare processo di interazione dei raggi gamma nel cristallo.

A basse energie del gamma, dato che lo scintillatore contiene elementi di alto numero atomico, domina la sezione d'urto per effetto fotoelettrico. Se un elettrone degli strati più interni (K o L) dell'atomo viene espulso come risultato del processo fotoelettrico la sua energia sarà pari a quella del raggio gamma diminuita dell'energia di legame degli elettroni nel guscio K o L. Poco dopo sarà un altro elettrone atomico legato a "cadere" nel posto vacante (direttamente o mediante una sequenza in cascata verso il basso) con la conseguente emissione di raggi X. Questi raggi X eccitando altri elettroni debolmente legati danno origine ad altri impulsi di luce nello scintillatore. Questi processi di eiezione (fotoelettrone iniziale e successiva produzione e interazione di raggi X con il cristallo) avvengono in tempi più brevi del tempo di diseccitazione dello scintillatore e quindi non sono distinguibili uno dall'altro. Il segnale in uscita al fotomoltiplicatore corrisponderà approssimativamente all'energia del raggio gamma incidente (picco fotoelettrico) perché l'energia resta sostanzialmente confinata nel cristallo (il range degli elettroni prodotti è di frazioni di millimetro).



Il valore medio di Z del CsI(Tl) è 54; al di sotto dei 300 keV domina l'effetto fotoelettrico; sopra i 6 MeV prevale la produzione di coppie. Dato che con le sorgenti in dotazione ci interessano energie comprese fra 0,5 e 1,5 MeV la forma dello spettro di ampiezze sarà dominata dalle interazioni Compton nello scintillatore

Ad alte energie i gamma interagiscono prevalentemente producendo coppie elettrone-positrone, processo che richiede come minimo l'energia necessaria per creare le due masse: 1022 keV. In laboratorio non avremo modo di studiare l'effetto perché alle energie disponibili la probabilità del processo è trascurabile.



Alle energie intermedie l'interazione prevalente dei gamma è l'urto del gamma contro un elettrone atomico quasi libero: l'effetto Compton.

Dalla conservazione dell'energia  $E + mc^2 = E' + E_e$  unita alla conservazione della quantità di moto si ricava  $\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta)$  dove la lunghezza d'onda Compton dell'elettrone  $\lambda_c = \frac{h}{mc}$  è pari a  $2,4 \cdot 10^{-12}$  m.

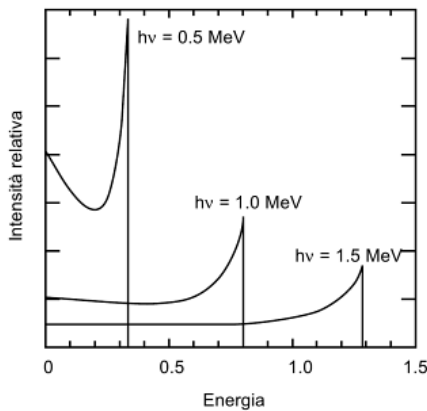
Dividendo per  $hc$  si ottiene  $\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{mc^2}(1 - \cos\theta)$ .

In funzione dell'angolo di deflessione del fotone, quindi, variano l'energia del gamma prodotto e quella dell'elettrone. Per la rivelazione dei gamma siamo interessati all'energia cinetica che può avere l'elettrone dopo l'urto  $K = E_e - mc^2 = E - E'$  che è massima quando il gamma viene



emesso all'indietro ( $\theta = \pi$ ). In questo caso si ottiene  $\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{2}{mc^2}$  da cui si ricava [verificare]  

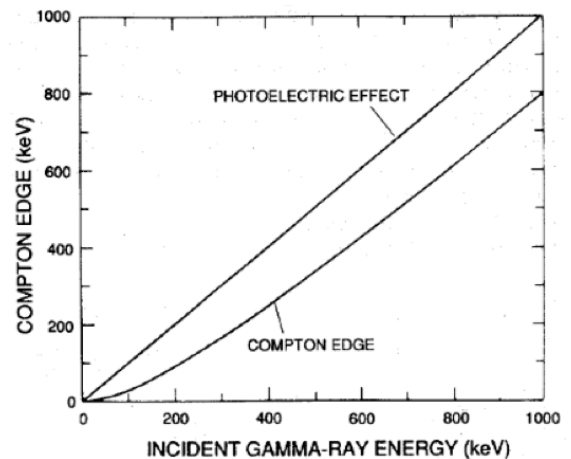
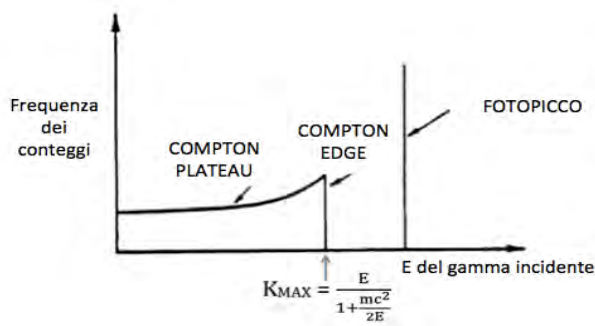
$$K_{MAX} = \frac{E}{1 + \frac{mc^2}{2E}} < E.$$



In figura sono riportate, per energie del gamma incidente 0,5 MeV, 1 MeV e 1,5 MeV, le distribuzioni dell'energia cinetica dell'elettrone di rinculo. Come si può notare, per esempio fissando l'attenzione sul gamma da 0,5 MeV, l'energia cinetica dell'elettrone varia con continuità da 0 (angolo di diffusione del gamma nullo) a  $K_{MAX} = 0,33$  MeV (angolo di diffusione  $\pi$ ). Questo massimo viene detto spalla Compton (*Compton edge*).

Dal punto di vista della rivelazione di un gamma, quindi, si avranno casi in cui praticamente tutta l'energia del gamma incidente viene ceduta a un elettrone per effetto fotoelettrico e altri casi in cui, avendo subito una diffusione Compton, l'energia massima dell'elettrone di rinculo è inferiore al picco della distribuzione determinata dall'effetto fotoelettrico (fotopicco).

Come si può notare dall'espressione di  $K_{MAX}$ , all'aumentare dell'energia E del gamma incidente la differenza  $E - K_{MAX}$  tende a  $\frac{1}{2}mc^2 = 256$  keV



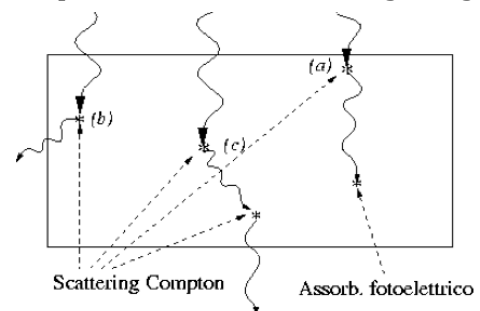
In realtà quando un gamma arriva allo scintillatore può:

- scomparire cedendo tutta l'energia a un elettrone per effetto fotoelettrico [FOTOPICCO] (nel caso del nostro laboratorio è improbabile... perché?)

- subire (fig. a) un urto Compton in seguito al quale parte dell'energia viene ceduta all'elettrone di rinculo e parte al gamma uscente. Questo, ha un'energia inferiore e quindi con maggior probabilità cederà tutta la sua energia per effetto fotoelettrico. Anche se divisa nei due elettroni, tutta l'energia del gamma incidente resta nel cristallo [FOTOPICCO].

Lo stesso risultato si può ottenere per due (o più) urti Compton consecutivi: il range degli elettroni prodotti è tale per cui tutta la loro energia resta nel cristallo. Se anche l'ultimo gamma prodotto subisce un effetto fotoelettrico, la somma di tutti i rilasci energetici degli elettroni prodotti è esattamente l'energia del gamma incidente [FOTOPICCO].

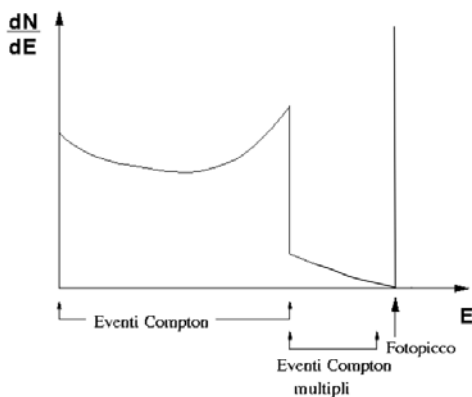
- subire un urto Compton (fig. b) in seguito al quale parte dell'energia viene ceduta all'elettrone di rinculo e parte al gamma uscente. Questo potrebbe uscire dal



crystallo; l'energia rilasciata ha massimo [CONTINUO FINO AL COMPTON EDGE].

- subire più diffusioni Compton consecutive (fig. c) in cui l'ultimo gamma prodotto esce dal crystallo. In questi casi (non molti perché data la lunghezza del crystallo la probabilità di avere due o più urti Compton è limitata) si ottiene un rilascio totale di energia nel crystallo che può popolare anche la zona compresa fra la spalla Compton e il fotopicco [CONTINUO FINO AL FOTOPICCO]

- produrre una coppia elettrone-positrone. Anche se non è di interesse per le energie in gioco in laboratorio vediamo cosa succede. Nel punto in cui il gamma interagisce si generano un elettrone e un positrone mediante di pari energia. L'elettrone prima di arrestarsi può irraggiare (bremsstrahlung) emettendo uno o più gamma e il positrone annichila producendo due gamma. Questi gamma, se di energia sufficientemente elevata, possono produrre altre coppie elettrone-positrone...

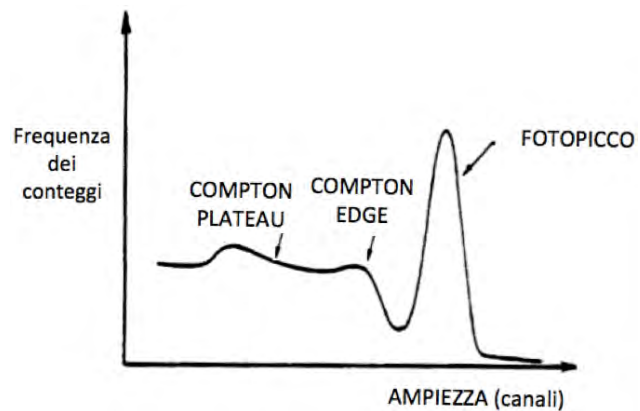


Come risultato dell'interazione di gamma di energia fissata ci si aspetta quindi, per un rivelatore ideale, uno spettro energetico simile a quello in figura: un accumulo di eventi di energia pari a quella dei gamma incidenti, altri eventi, la maggior parte, distribuiti da zero fino alla spalla Compton e qualche evento fra fotopicco e spalla Compton.

Cosa succede, invece, in un rivelatore a scintillazione reale?

Come ogni altro strumento di misura il rivelatore ha una precisione limitata: a parità di energia rilasciata nel sensore la risposta si allarga deformando lo spettro. Rivediamo il perché. Ogni scintillatore è caratterizzato da una determinata efficienza luminosa: il CsI(Tl) produce 50000 fotoni per ogni MeV di energia rilasciata nel crystallo. Di questi circa la metà arriva al fotocatodo e una piccola frazione (3%) si converte in fotoelettroni che, partendo dal fotocatodo arrivano, amplificati, all'anodo del fotomoltiplicatore.

Per esempio, con questi numeri il fotopicco di un gamma da 500 keV corrisponderebbe approssimativamente a  $50000 \text{ fotoni/MeV} \times 0,5 \text{ MeV} \times \frac{1}{2} \times 0,03 \approx 400$  fotoelettroni e quindi si osserverebbe un fotopicco distribuito come una poissoniana di valor medio 400 (cioè un andamento di tipo gaussiano) con una sigma 20 cioè un'incertezza relativa del 5 %.



Ovviamente lo spettro diventa più difficile da interpretare quando non si è in presenza di un fascio monoenergetico di fotoni ma anche di fondo ambientale (radon, potassio, cosmici + gamma dalla sorgente). Per questo motivo può essere utile, una volta acquisiti eventi con e senza sorgente, realizzare un istogramma in cui, canale per canale, si sottrae al conteggio ottenuto con la sorgente il rispettivo conteggio ottenuto col solo fondo (normalizzato a parità di tempo di acquisizione).

## Risoluzione energetica

All'aumentare dell'energia depositata nello scintillatore aumenta il numero di fotoelettroni prodotti e quindi crescono sia il valor medio che la larghezza della distribuzione dell'energia misurata. Convenzionalmente si quantifica la larghezza con la "larghezza a mezza altezza" (FWHM: Full Width at Half Maximum) ossia la larghezza della distribuzione di energia in corrispondenza della metà della massima ordinata (picco dei conteggi).

Si definisce **risoluzione energetica** il rapporto tra la FWHM e il valore centrale  $E_0$  della distribuzione di energia.

Dalle misure effettuate in laboratorio, una volta individuati i due fotopicchi a 511 keV e a 1275 keV del  $^{22}\text{Na}$ , è possibile determinare la risoluzione energetica del contatore, per esempio a 511 keV.

Per come è stata realizzata la catena elettronica della Blue Box il canale zero degli istogrammi di ampiezza non corrisponde a energia nulla e quindi occorre qualche passaggio per conoscere il fattore di conversione energia-canali: è sufficiente calcolare il rapporto fra la distanza fra i due fotopicchi misurata in keV e quella misurata in canali. A questo punto, determinata dall'istogramma in corrispondenza del fotopicco a 511 keV la sua larghezza a mezza altezza (FWHM) misurata in canali, è sufficiente moltiplicare tale FWHM per il fattore di conversione.

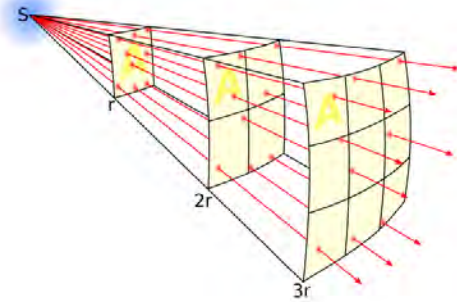
La risoluzione (percentuale) è data dal rapporto fra la FWHM misurata in keV e 511 keV.

A parità di energia rilasciata nello scintillatore, quanto più è elevata l'efficienza di conversione in fotoelettroni, tanto più è larga la distribuzione di energia misurata al fotopicco (cresce come la radice quadrata del numero di fotoelettroni). Contemporaneamente il valor medio della distribuzione cresce (proporzionalmente al numero di fotoelettroni) ma la risoluzione percentuale migliora (va come l'inverso della radice quadrata del numero di fotoelettroni).

## STUDIO DELLA FLUENZA AL VARIARE DELLA DISTANZA

Uno degli scopi delle esperienze di laboratorio è verificare la legge  $1/R^2$  che è, insieme al limitato tempo di esposizione e all'uso di schermi, uno degli accorgimenti più utilizzati nel rispetto del principio di ALARA.

In presenza di una sorgente puntiforme che emette isotropicamente una particella per ogni disintegrazione si può correlarne l'attività  $A$  con l'intensità di fluena osservabile a distanza  $R$  dalla sorgente: le  $A$  emissioni al secondo si distribuiscono uniformemente sulla superficie di una sfera di raggio  $R$  e quindi il numero di particelle che attraversano l'unità di superficie della sfera nell'unità di tempo è data da  $\dot{\phi} = \frac{A}{4\pi R^2}$ . L'intensità di fluena diminuisce quindi al crescere del quadrato della distanza dalla sorgente perché lo stesso numero di particelle si distribuisce su una superficie  $R^2\Delta\Omega$  via via più grande.  $\Delta\Omega$  è l'angolo solido sotteso dalla porzione di sfera interessata.



La frequenza (rate, *rate*) di particelle che vengono intercettate da una superficie  $\Delta S$  posta perpendicolarmente al raggio della sfera è quindi:  $r = \frac{dN}{dt} = \dot{\phi}\Delta S = \frac{A}{4\pi R^2}\Delta S$ . Qualora la superficie non fosse perpendicolare alla traiettoria delle particelle o  $R^2$  fosse confrontabile con  $\Delta S$  occorrerebbe calcolare più accuratamente l'angolo solido  $\Delta\Omega = \int_{\Delta S} \frac{dS \cos\theta}{R^2}$  dove  $\theta$  è l'angolo formato dalla normale all'elemento infinitesimo di superficie  $dS$  con la direzione radiale.

In laboratorio non si osserverà esattamente l'andamento  $r = \frac{A}{4\pi R^2}\Delta S$ : già si è visto come occorra tener conto della presenza del fondo dovuto alla radioattività ambientale e dell'effetto del tempo morto. Un altro elemento da considerare è l'efficienza  $\epsilon$  con la quale il rivelatore riesce a segnalare il passaggio di una particella. Abbiamo già escluso<sup>14</sup> la possibilità che elettroni e positroni di decadimento dalle sorgenti possano raggiungere lo scintillatore dopo aver attraversato 2 mm di PVC e 1,5 di alluminio. L'efficienza dipende quindi dal tipo di particella, dalla probabilità che ha di raggiungere il sensore del rivelatore (nel nostro caso il cristallo di CsI) e dalla probabilità che interagisca in esso producendo un segnale di ampiezza sufficiente per superare la soglia di discriminazione.

Volendo studiare l'andamento dell'intensità di fluena e limitandoci alla radiazione gamma e alle sorgenti che la producono c'è ancora da considerare, per ogni decadimento, il numero  $\eta$  di gamma che vengono prodotti e possono raggiungere il contatore. E' sufficiente che uno solo di essi venga rivelato per sapere che un radionuclide è decaduto.

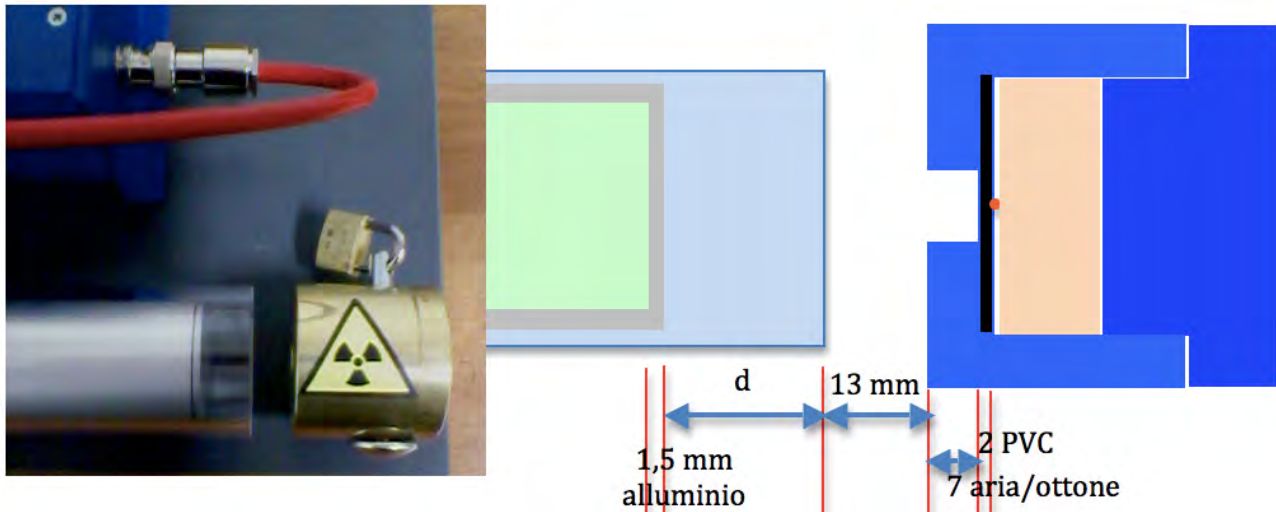
Dato che l'efficienza di rivelazione  $\epsilon$  dipende dall'energia (torneremo a breve sull'argomento), gli  $\eta$  gamma prodotti per ogni decadimento vengono rivelati con efficienze  $\epsilon$  diverse. Il risultato dipenderà quindi dalla quantità  $\eta\epsilon = \sum \eta_i\epsilon_i$  avendo indicato con  $i$  le diverse energie dei gamma prodotti. Per ora limitiamoci a considerare che data l'attività  $A$  ci aspettiamo una frequenza di conteggi dipendente dal prodotto  $A\eta\epsilon$ :  $r = \frac{A\eta\epsilon}{4\pi R^2}\Delta S$ .

<sup>14</sup> considerare per confronto il range di un elettrone da 1 MeV

## LABORATORIO<sup>15</sup>:

### DIPENDENZA DELLA FREQUENZA DI CONTEGGI DALLA DISTANZA SORGENTE-RIVELATORE

In questa esperienza facendo scorrere il contatore nel cilindro di plexiglas si può osservare attraverso il foro del collimatore la presenza della sorgente.



Lo schema dell'apparato di misura mostra i diversi contributi che formano la distanza  $R$  fra sorgente e rivelatore.

La sorgente è incollata su un disco di PVC (2 mm) che ha lo scopo di far annichilire i positroni emessi in avanti<sup>16</sup>. Un anello di PVC preme la sorgente contro l'apertura del collimatore. Lo spessore dello strato anteriore del collimatore è di 7 mm.

La distanza fra il collimatore/contenitore e il cilindro di plexiglas è di circa 13 mm.

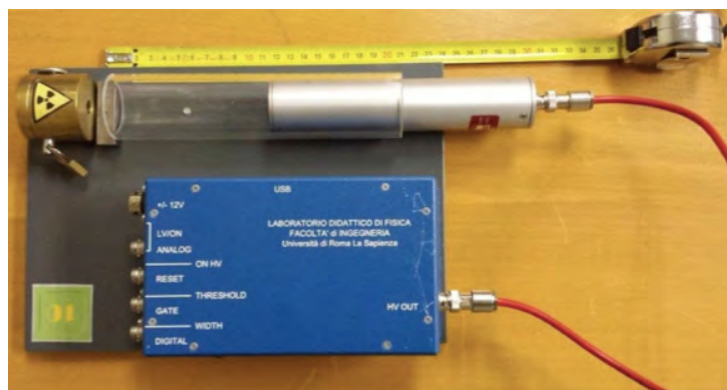
La distanza dal bordo del cilindro di plexiglas all'inizio del rivelatore e la quantità  $d$  variabile.

Il rivelatore a scintillazione è protetto da un contenitore di alluminio che ha anteriormente uno spessore di 1,5 mm.

Infine c'è da considerare la profondità media  $\langle d \rangle$  (circa 11 mm) alla quale il gamma subisce mediamente la prima interazione col cristallo scintillatore. In totale, quindi,  $R = d + \Delta$  dove  $\Delta$  è la somma dei vari contributi costanti ( $2+7+13+1,5+ \langle d \rangle \approx 34,5 \text{ mm} \approx 3,5 \text{ cm}$ ).

Per ogni valore della distanza  $d = 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12 \text{ cm}$  andranno acquisiti campioni di 100 GATE da 2 s.

Alla fine della serie andrà effettuata un'ulteriore misura con il rivelatore a 40-50 cm di distanza dalla sorgente per ottenere una misura di solo fondo ambientale (100 GATE da 5 s)



<sup>15</sup> maggiori dettagli verranno forniti in concomitanza con l'esercitazione in laboratorio

<sup>16</sup> lo strato di 2 mm è sufficiente?

Durante le misure andranno prodotti alcuni grafici le misure di  $d$  e della frequenza  $r$  (eventualmente corretta per il tempo morto) per studiare la relazione:

$$r = \frac{A \eta \varepsilon \Delta S}{4\pi(d + \Delta)^2} + r_F$$

- GRAF\_1:  $r$  vs  $d$  per vedere qualitativamente come la frequenza di conteggi si riduca effettivamente all'aumentare della distanza

- GRAF\_2: la relazione può essere linearizzata: essendo  $\log(r-r_F) = -2 \log(R) + \text{costante}$  si può produrre un grafico lineare  $\log(r-r_F)$  vs  $\log(R)$  dove  $r_F$  è la frequenza di fondo misurata nell'esperienza precedente dopo aver impostato il valore finale di soglia e  $R = d + 3,5$  cm. L'uso di valori già noti permette di realizzare il grafico durante la campagna di misure in modo da poter ripetere quelle che presentassero qualche anomalia<sup>17</sup>. Andrà verificato che la pendenza del grafico valga effettivamente  $p = -2$

- GRAF\_3&4: la dipendenza di  $r$  da  $d$  può essere linearizzata anche in:

$$\frac{1}{\sqrt{r - r_F}} = \sqrt{\frac{4\pi}{A \eta \varepsilon \Delta S}} d + \sqrt{\frac{4\pi}{A \eta \varepsilon \Delta S}} \Delta$$

$$Y = p X + q \quad \text{con } Y = \frac{1}{\sqrt{r - r_F}} \quad \text{e } X = d \Rightarrow A \eta \varepsilon = \frac{4\pi}{p^2 \Delta S} \quad \text{e } \Delta = \frac{q}{p}$$

dove  $r_F$  è la frequenza di fondo misurata nell'ultima acquisizione.

Al termine dell'elaborazione sarà possibile conoscere il prodotto  $A \eta \varepsilon$ , e quindi l'attività della sorgente, e la profondità media alla quale avviene la prima interazione del gamma nel cristallo scintillante.

<sup>17</sup> al fine di ottimizzare i tempi di esecuzione. prima di ripetere una misura si suggerisce di chiedere al docente se è necessario farlo: un andamento anomalo potrebbe essere solo una fluttuazione statistica che non va eliminata o, per lo studio che si vuole effettuare, il dato errato può essere trascurato senza compromettere la significatività del risultato



## EFFICIENZA DI RIVELAZIONE DEI GAMMA: IL COEFFICIENTE DI ATTENUAZIONE

Vediamo come l'efficienza di rivelazione sia legata al coefficiente di attenuazione  $\mu_{ATT}$  che rappresenta la probabilità di interazione per unità di percorso.

Consideriamo un fascio di raggi gamma<sup>18</sup> che penetra in un mezzo con una intensità di fluena  $\phi$  (numero di particelle che attraversano una superficie unitaria nell'unità di tempo).

A causa delle interazioni col materiale, in ogni spessore  $dx$  l'intensità  $\phi$  subisce una diminuzione proporzionale alla probabilità di interagire ( $\mu_{ATT} dx$ ) moltiplicata per l'intensità<sup>19</sup>:  $d\phi = -\mu_{ATT} \phi dx$ .

Al valore del coefficiente  $\mu_{ATT}$  contribuiscono tutti i tipi di interazione col materiale che il gamma di quella particolare energia può subire:  $\mu_{ATT}$  è funzione dell'energia.

Integrando la relazione  $d\phi/\phi = -\mu_{ATT} dx$  si ha  $\phi(x) = \phi_0 e^{-\mu_{ATT} x}$ : attraversando uno spessore  $x$  di materiale un certo numero di gamma interagisce col materiale e viene rimosso dal fascio o perché assorbito dal materiale (per esempio per effetto fotoelettrico) o perché deviato (per esempio per effetto Compton); la diminuzione è esponenziale.

Attraversando uno spessore  $x$  di materiale, quindi, interagisce con esso una frazione del fascio  $\frac{\phi_{non\ uscente}}{\phi_{entrante}} = \frac{\phi_0 - \phi(x)}{\phi_0} = 1 - e^{-\mu_{ATT} x}$ .

Solo i gamma che hanno interagito nello scintillatore hanno rilasciato dell'energia e quindi possono essere rivelati: l'efficienza è pari alla frazione appena calcolata:  $\epsilon = 1 - e^{-\mu_{ATT} x}$  in cui  $x$  è la profondità del cristallo e  $e^{-\mu_{ATT} x}$  è la probabilità che un gamma attraversi lo scintillatore senza essere rivelato.

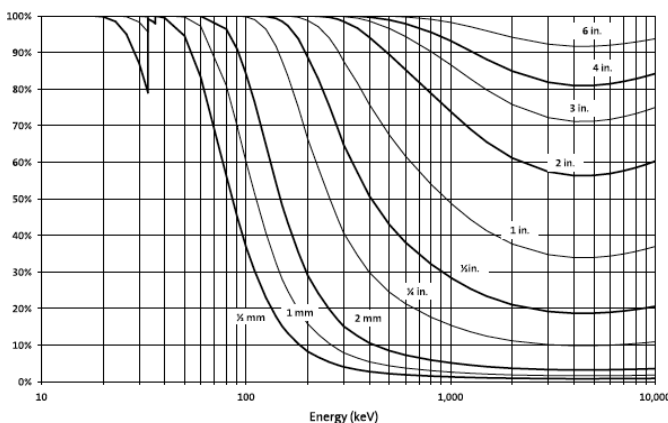
Calcoliamo l'efficienza con la quale il contatore a scintillazione rivela i decadimenti del <sup>22</sup>Na che arrivano al cristallo.

Dalle tabelle NIST riportate in fondo a questi appunti si possono ricavare i coefficienti di attenuazione per gamma da 0,5 MeV e 1,25 MeV. Normalmente questo tipo di dati si trova tabulato per unità di densità (coefficienti di attenuazione di massa) perché in larghi intervalli di energia diventano approssimativamente indipendenti dal tipo di materiale. Per esprimerli come inverso di una lunghezza vanno moltiplicati per la densità del materiale (4,51 g/cm<sup>3</sup> per lo CsI). Pertanto si ha ( $x = 2,54$  cm):

CsI	$\rho = 4,51 \text{ g/cm}^3$
E(MeV)	$\mu/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$
5.00000E-01	9.809E-02
1.25000E+00	5.110E-02

$\mu_{ATT}(0,5 \text{ MeV}) = 9,8 \cdot 10^{-2} \times 4,5 = 0,44 \text{ cm}^{-1}$  da cui  $e^{-\mu_{ATT} x} = 0,33 \rightarrow \epsilon(0,5 \text{ MeV}) = 67\%$

$\mu_{ATT}(1,25 \text{ MeV}) = 5,1 \cdot 10^{-2} \times 4,5 = 0,23 \text{ cm}^{-1}$  da cui  $e^{-\mu_{ATT} x} = 0,56 \rightarrow \epsilon(1,25 \text{ MeV}) = 44\%$



Pertanto l'efficienza per rivelare gamma da 511 keV è circa del 67% e quella per gamma da 1275 keV circa del 44%.

La figura riporta, in funzione dell'energia del gamma, l'efficienza di rivelazione per cristalli di CsI di diverse dimensioni (catalogo della Saint Gobain)<sup>20</sup>.

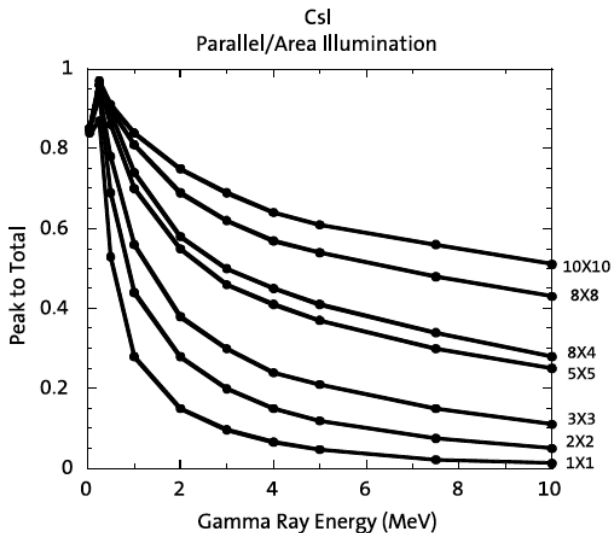
<sup>18</sup> il ragionamento si applica anche ai fotoni ottici ( $E < 5 \text{ eV}$ ) o ai raggi X ( $E < 100 \text{ keV}$ ): è sempre radiazione e.m.

<sup>19</sup> quanto più è elevato il numero di particelle incidenti tanto più è elevato il numero di quelle che può interagire

<sup>20</sup> la curva 1 in. è relativa a un cristallo di CsI. E' in accordo col calcolo effettuato?

Nelle misure svolte precedentemente in funzione della distanza sorgente-contatore, quindi, il prodotto  $A \eta \epsilon$  vale approssimativamente  $A (1,8 \times 0,67 + 1 \times 0,44) = 1,6 A$ .

Analizzando lo spettro di ampiezze, infine, si può notare come il picco a 1275 keV sia meno pronunciato di quello a 511 keV: si tratta di 1,8 gamma con efficienza 67% contro uno con efficienza 44%. Inoltre, all'aumentare dell'energia è più probabile che il gamma che ha subito un urto Compton esca dal cristallo spopolando il picco fotoelettrico rispetto al continuo del Compton. Col nostro cristallo il rapporto fotopicco/totale diminuisce per più di un fattore due fra 511 keV e 1275 keV.



La figura riporta, in funzione dell'energia del gamma, la frazione di eventi che cade nel fotopicco rispetto a tutti quelli che interagiscono nel cristallo di CsI, per diverse dimensioni (catalogo della Saint Gobain)<sup>21</sup>.

## PROFONDITÀ DI INTERAZIONE

Nota il coefficiente di attenuazione è possibile calcolare a quale profondità, in media, avviene la prima interazione in un materiale di spessore infinito (questa quantità viene anche detta

libero cammino medio):  $\langle X \rangle = \frac{\int_0^\infty x \dot{\phi}_0 e^{-\mu_{ATT} x} dx}{\int_0^\infty \dot{\phi}_0 e^{-\mu_{ATT} x} dx} = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu_{ATT} x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu_{ATT} x} dx} = 1/\mu_{ATT}$

Nel nostro caso la dimensione finita del cristallo non consente questa approssimazione essendo confrontabile col libero cammino medio e quindi:

$$\langle X \rangle = \frac{\int_0^L x \dot{\phi}_0 e^{-\mu_{ATT} x} dx}{\int_0^L \dot{\phi}_0 e^{-\mu_{ATT} x} dx} = \frac{1}{\mu_{ATT}} \frac{1 - (1 + \mu_{ATT} L) e^{-\mu_{ATT} L}}{1 - e^{-\mu_{ATT} L}} \approx 1 \text{ cm (sia per 511 keV che per 1275 keV)}$$

<sup>21</sup> La curva 1x1 (cilindro di diametro 1" e altezza 1") corrisponde al nostro cristallo



## COEFFICIENTI ATTENUAZIONE E DI ASSORBIMENTO

Dal punto di vista radioprotezionistico non è tanto importante il numero di particelle che attraversano un organismo quanto il danno biologico che provocano e questo dipende dalla densità di energia rilasciata, analogamente a quanto succede con gli effetti tossici dei farmaci o delle radiazioni elettromagnetiche.

Per questo è stato introdotto il concetto di **dose**  $D$  definita in questo caso come densità di energia assorbita per unità di massa:  $D = dE/dm$  misurata in gray (Gy): 1 gray = 1 joule/1 kg. L'energia assorbita  $E$  è data dalla differenza fra l'energia che entra in un volumetto infinitesimo di materia e l'energia che ne esce, il tutto aumentato dalle energie che eventualmente si liberano all'interno della massa di materia in esame per via di tutte le possibili reazioni. Analogamente si introduce l'**intensità di dose** (o rateo di dose)  $\dot{D} = dD/dt$  dato che alcuni effetti biologici sono legati al tempo richiesto per rilasciare una determinata dose in un organismo.

Data l'importanza degli effetti associati al rilascio di energia, accanto alla fluena  $\varphi = dN/dS$  di particelle attraverso la superficie infinitesima  $dS$  viene introdotta una grandezza analoga per definire la fluena di energia attraverso  $dS$ :  $\Psi = dE/dS$ .

Nel caso di particelle monoenergetiche di energia  $E_\gamma$ , l'energia trasportata da  $N$  di particelle è data da  $N E_\gamma$  e quindi  $\Psi = dE/dS = d(N E_\gamma)/dS = \varphi E_\gamma$ . Cioè la fluena di energia è pari alla fluena di particelle moltiplicata per l'energia che trasporta ognuna di esse.

Anche per la fluena di energia è definita l'intensità:  $\dot{\Psi} = d\Psi/dt$  che si misura in  $J/m^2s = W/m^2$ .

Come sono correlate dose e fluena d'energia? Immaginiamo che un fascio di fotoni di energia  $E$  incida perpendicolarmente su una superficie  $S$  di uno strato di materia omogenea spessa  $dx$ . La diminuzione di fluena d'energia attraversando lo spessore  $dx$  è proporzionale, tramite un coefficiente (di assorbimento d'energia)  $\mu_{en}$ , alla fluena di energia stessa:  $d\Psi = -\mu_{en}\Psi dx$ .

Dalla definizione di dose si ha che l'energia assorbita  $dE = D dm = D \rho S dx$ . Inoltre l'assorbimento di energia provoca una diminuzione della fluena d'energia attraverso  $S$  (energia entrante - energia uscente):  $dE = (\Psi S) - [(\Psi + d\Psi) S]$ . Pertanto da  $D \rho S dx = -d\Psi S$  si ricava  $D \rho dx = -d\Psi = \mu_{en} \Psi dx$  e quindi  $D = (\mu_{en}/\rho)\Psi$ : la quantità di energia assorbita da una massa infinitesima di materia è data dalla fluena di energia che incide su di lei per il coefficiente di assorbimento di massa  $\mu_{en}/\rho$  (si definisce coefficiente di attenuazione o assorbimento di massa quello ottenuto dividendo per la densità del materiale il coefficiente di attenuazione o assorbimento lineare  $\mu_{ATT}$  o  $\mu_{en}$ ).

La relazione c'è fra coefficiente di attenuazione  $\mu_{ATT}$  e di assorbimento  $\mu_{en}$  è:  $\mu_{en} = \mu_{ATT} \frac{\langle \Delta E \rangle}{E_\gamma}$  cioè la probabilità per unità di percorso di perdere l'energia  $E_\gamma$  è pari alla probabilità di interazione per la frazione di energia  $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E_\gamma}$  che perde in media il gamma.

Il rapporto assorbimento-attenuazione è quindi funzione del tipo di interazione che subisce il gamma e questa è a sua volta funzione dell'energia. A basse energie, quando domina l'effetto fotoelettrico, i due coefficienti sono uguali: l'attenuazione della fluena del fascio corrisponde alla totale cessione dell'energia al materiale attraversato. Anche quando si producono coppie l'energia del gamma viene completamente sottratta al fascio. Invece alle energie intermedie dove prevale l'effetto Compton in seguito a un urto il gamma incidente perde solo parte dell'energia e quindi c'è una riduzione della fluena (il gamma viene deflesso) più grande di quella della fluena d'energia. In questa regione  $\mu_{ATT} > \mu_{en}$ .

## LABORATORIO<sup>22</sup>: MISURA DEL COEFFICIENTE DI ATTENUAZIONE

Questa esperienza di laboratorio è dedicata allo studio dell'effetto di schermo sulla radiazione gamma: lo spazio tra il collimatore/contenitore della sorgente e il cilindro di plexiglas consente di interporre degli spessori di ottone. Variando lo spessore si osserva una diminuzione della frequenza di conteggi<sup>23</sup>.

Per ogni valore dello spessore di ottone  $x = 0 - 2 - 4 - 6 - 8 - 10 - 12$  mm vanno acquisiti 100 GATE da 2 s. Alla fine di ogni misura andranno salvati sia i dati relativi alle frequenze di conteggio totali che le parti di spettro relative ai fotopicchi a 511 keV e 1275 keV<sup>24</sup>. Allontanata la sorgente andrà rimisurata la frequenza di fondo (100 GATE da 2 s).

Durante le misure vanno realizzati diversi grafici utilizzando misure di frequenza che, se elevate, vanno corrette per l'effetto di tempo morto:

- GRAF\_1:  $r$  vs  $x$
- GRAF\_2:  $\ln(r-r_F)$  vs  $x$

Come frequenza di fondo considerare quella misurata nelle esperienze precedenti.

Lo scopo di questi primi due grafici (da realizzare in carta lineare) è di osservare qualitativamente l'effetto di schermo.

A causa della dipendenza del coefficiente di attenuazione dall'energia i due grafici precedenti forniscono indicazioni mediate sulle energie dei gamma (511 keV e 1025 keV). Inoltre potrebbero arrivare al rivelatore, ed essere contati, gamma che hanno subito uno o più urti Compton nell'assorbitore.

Per determinare il coefficiente di attenuazione occorre selezionare i fotopicchi impostando opportunamente negli istogrammi di ampiezze il valore minimo e massimo da visualizzare con GIADA (una volta scelti non vanno variati al variare degli spessori). Per calcolare la frequenza di conteggi del fotopicco basta annotare il valore del numero di eventi visualizzati fornito da GIADA, dividerlo per la durata complessiva dell'acquisizione (100 GATE da 2 s) e, se la frequenza complessiva aveva richiesto una correzione per tempo morto, lo stesso fattore correttivo va applicato al conteggio degli eventi nel fotopicco.

- GRAF\_3: Grafico  $\ln(r_{511})$  vs  $x$
- GRAF\_4: Grafico  $\ln(r_{1275})$  vs  $x$

Terminata la serie di spessori va studiato il diverso comportamento dei materiali. Sono in dotazione quattro parallelepipedi di Al, Cu, Zn, Fe (una mole ciascuno) che, messi in verticale, chiudono il foro del collimatore. Anche per loro vanno acquisiti 100 GATE da 2 s.

A richiesta potranno essere utilizzate altre sorgenti di calibrazione (<sup>60</sup>Co, <sup>137</sup>Cs) per osservarne lo spettro energetico.

<sup>22</sup> maggiori dettagli verranno forniti in concomitanza con l'esercitazione in laboratorio

<sup>23</sup> attenzione a non allontanare il contatore dal bordo del cilindro di plexiglas: l'effetto  $1/R^2$  si sommerebbe a quello dell'attenuazione

<sup>24</sup> al termine della misura con  $x = 0$  vanno evidenziati i canali iniziali e finali delle due zone dello spettro. Si suggerisce di discuterli con il docente prima di procedere dato che non dovranno variare nelle altre raccolte dati, anche di fondo

Progettando uno schermo non è tanto importante attenuare il numero di particelle quanto ridurre la dose che può essere assorbita da organismi posti al di là dello schermo: interessano quindi i coefficienti di assorbimento.

Riprendiamo la relazione  $d\Psi = -\mu_{en}\Psi dx$ . Per uno spessore finito  $x$  attraversando il quale l'energia (e quindi  $\mu_{en}$ ) non varia apprezzabilmente si ha, integrando,  $\Psi(x) = \Psi_0 e^{-\mu_{en}x}$ .

Nella pratica si utilizzano delle tabelle che per ogni materiale e intervallo di energia riportano lo spessore di materiale necessario per dimezzare la fluenza di energia (Strato EmiValente SEV - *Half Value Layer HVL*) o per ridurla a un decimo (Strato DeciValente SDV - *Tenth Value Layer TVL*).

SEV:  $\Psi(\text{SEV}) = \Psi_0 e^{-\mu_{en}\text{SEV}} = \Psi_0/2$  e quindi  $\text{SEV} = \ln(2)/\mu_{en} = 0,69/\mu_{en}$

SDV:  $\Psi(\text{SDV}) = \Psi_0 e^{-\mu_{en}\text{SDV}} = \Psi_0/10$  e quindi  $\text{SDV} = \ln(10)/\mu_{en} = 2,3/\mu_{en}$

Dopo 5 SEV rimane il 3,1% di energia, dopo 2 SDV l'1%...

T A B E L L E

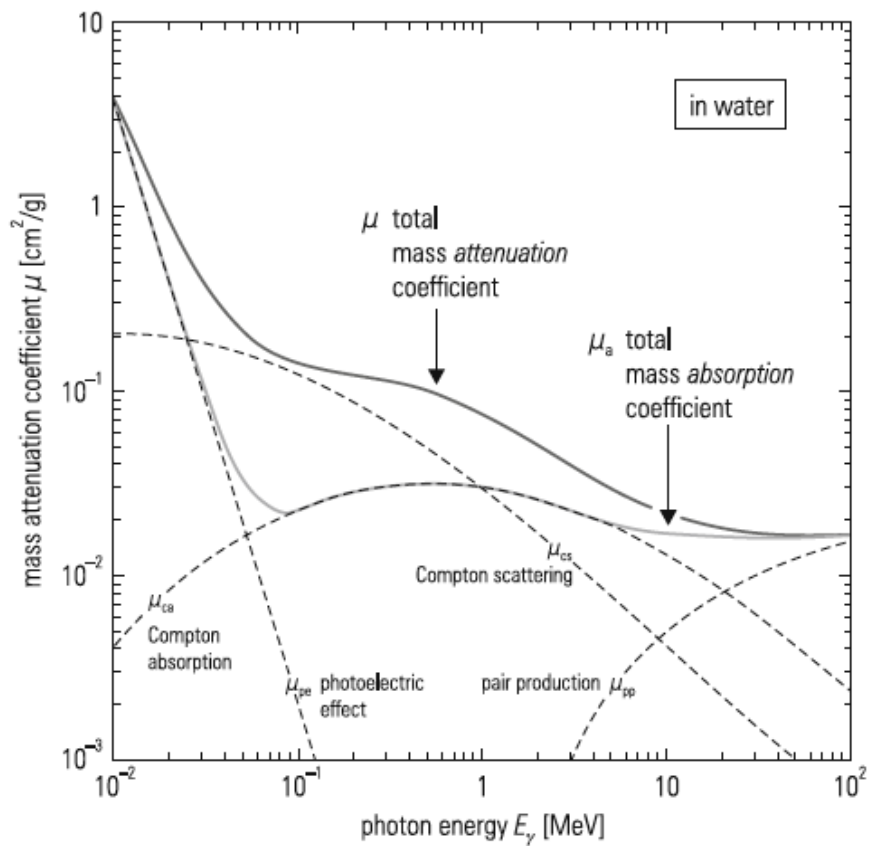
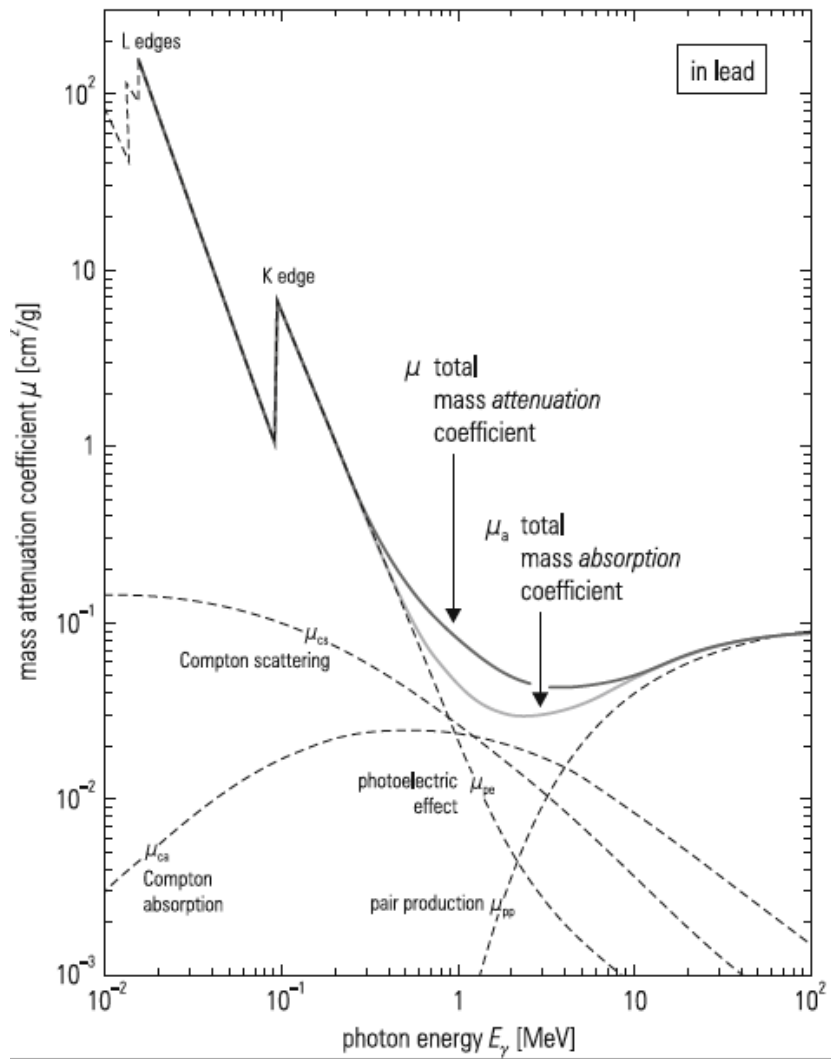
<> <> <> <> <><> <> <> <> <><> <> <> <> <><> <> <> <> <> <> <> <> <>

Coefficienti di attenuazione ( $\mu$ ) e assorbimento ( $\mu_{en}$ ) estratti da  
<http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/>

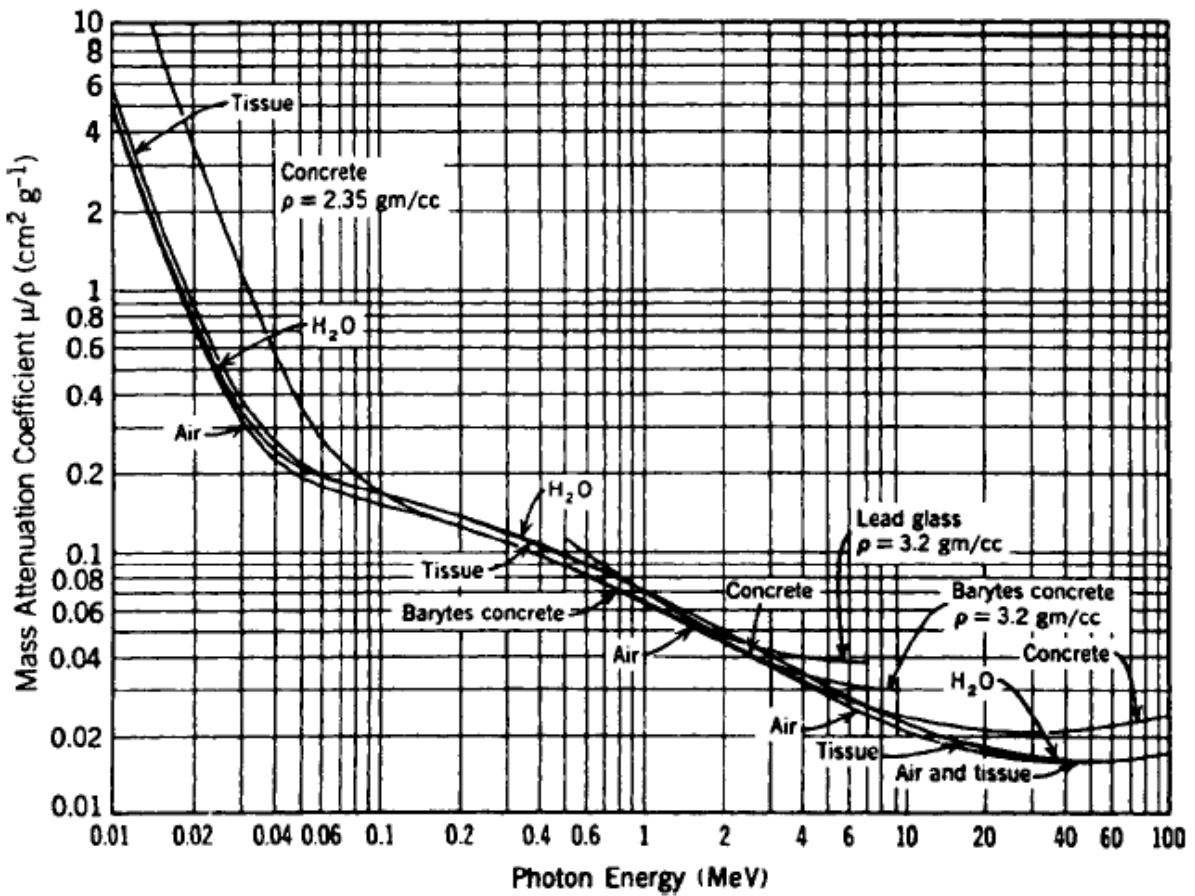
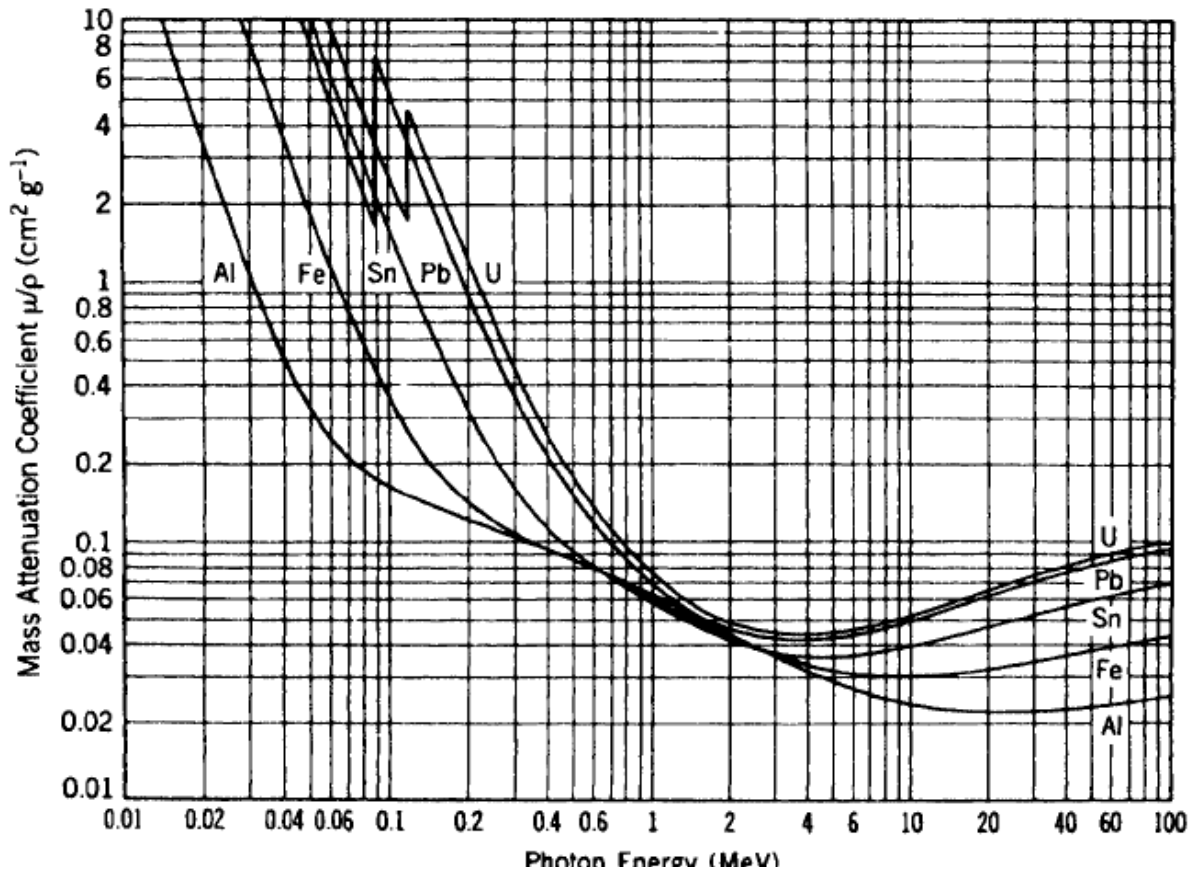
Al	$\rho = 2,70 \text{ g/cm}^3$	Vmol: $10 \text{ cm}^3$	Fe	$\rho = 7,87 \text{ g/cm}^3$	Vmol: $7,1 \text{ cm}^3$
E(MeV)	$\mu/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	$\mu_{en}/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	E(MeV)	$\mu/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	$\mu_{en}/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$
4.00000E-01	9.276E-02	2.862E-02	4.00000E-01	9.400E-02	3.039E-02
5.00000E-01	8.445E-02	2.868E-02	5.00000E-01	8.414E-02	2.914E-02
6.00000E-01	7.802E-02	2.851E-02	6.00000E-01	7.704E-02	2.836E-02
8.00000E-01	6.841E-02	2.778E-02	8.00000E-01	6.699E-02	2.714E-02
1.00000E+00	6.146E-02	2.686E-02	1.00000E+00	5.995E-02	2.603E-02
1.25000E+00	5.496E-02	2.565E-02	1.25000E+00	5.350E-02	2.472E-02
1.50000E+00	5.006E-02	2.451E-02	1.50000E+00	4.883E-02	2.360E-02

Cu	$\rho = 8,96 \text{ g/cm}^3$	Vmol: $7,1 \text{ cm}^3$	Zn	$\rho = 7,13 \text{ g/cm}^3$	Vmol: $9,2 \text{ cm}^3$
E(MeV)	$\mu/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	$\mu_{en}/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	E(MeV)	$\mu/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	$\mu_{en}/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$
4.00000E-01	9.413E-02	3.121E-02	4.00000E-01	9.539E-02	3.195E-02
5.00000E-01	8.362E-02	2.933E-02	5.00000E-01	8.450E-02	2.979E-02
6.00000E-01	7.625E-02	2.826E-02	6.00000E-01	7.695E-02	2.861E-02
8.00000E-01	6.605E-02	2.681E-02	8.00000E-01	6.656E-02	2.704E-02
1.00000E+00	5.901E-02	2.562E-02	1.00000E+00	5.941E-02	2.580E-02
1.25000E+00	5.261E-02	2.428E-02	1.25000E+00	5.296E-02	2.443E-02
1.50000E+00	4.883E-02	2.360E-02	1.50000E+00	4.834E-02	2.329E-02

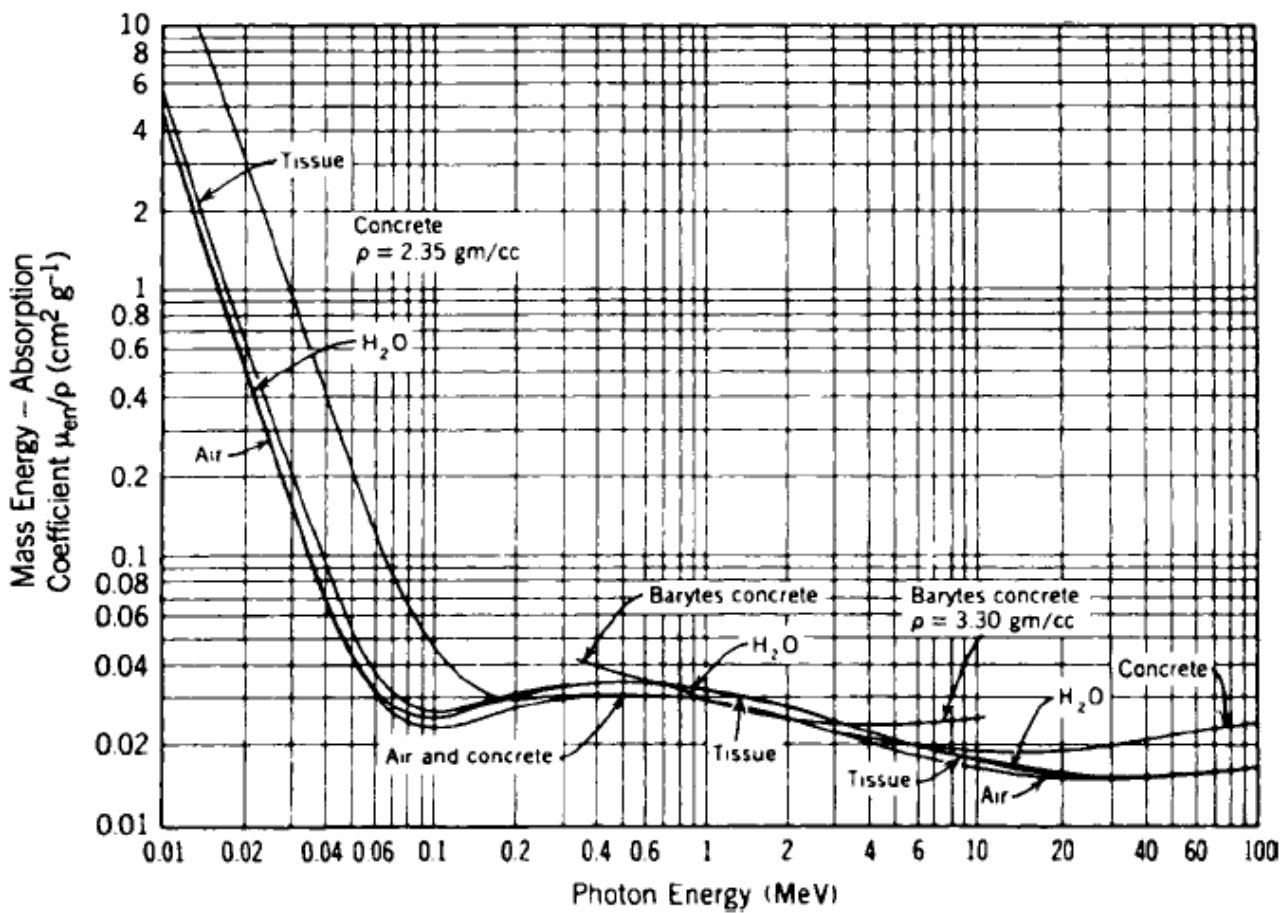
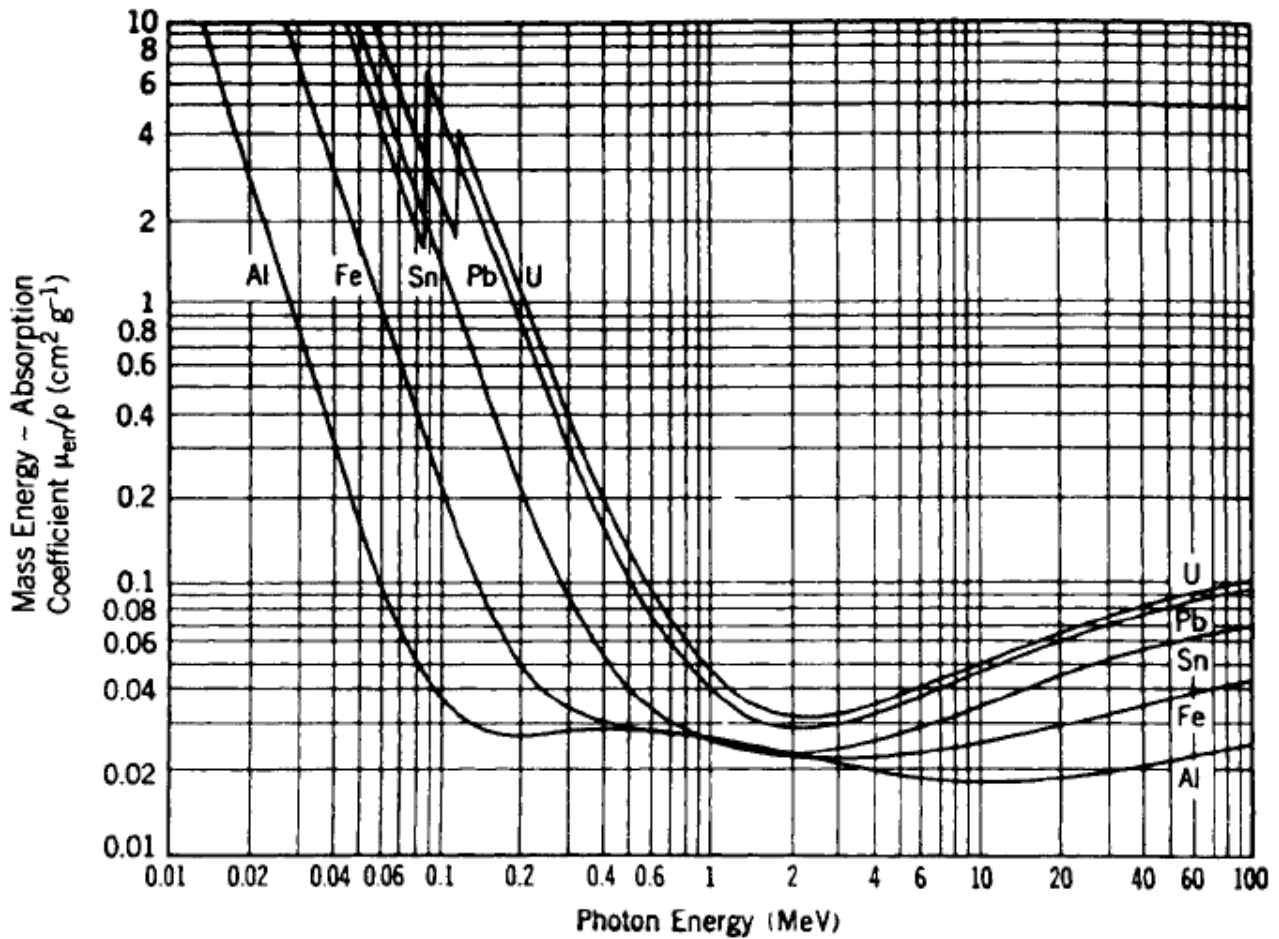
CsI	$\rho = 4,51 \text{ g/cm}^3$		ottone 70% Cu 30% Zn	$\rho = 8,4 \text{ g/cm}^3$
E(MeV)	$\mu/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$	$\mu_{en}/\rho \text{ (cm}^2/\text{g)}$		
4.00000E-01	1.237E-01	5.828E-02		
5.00000E-01	9.809E-02	4.366E-02		
6.00000E-01	8.373E-02	3.657E-02		
8.00000E-01	6.769E-02	2.987E-02		
1.00000E+00	5.848E-02	2.657E-02		
1.25000E+00	5.110E-02	2.402E-02		
1.50000E+00	4.644E-02	2.243E-02		



COEFFICIENTI DI ATTENUAZIONE



COEFFICIENTI DI ASSORBIMENTO



## SPUNTI DI RIFLESSIONE

1) L'intensità di fluenza dei raggi cosmici in laboratorio è di circa  $1/\text{cm}^2/\text{min}$ .  
Con il contatore in dotazione ( $1'' \times 1''$ ) quanto deve durare un'acquisizione per misurare la frequenza di conteggi con un'incertezza del 5%?

$$S = 2,54 \text{ cm} \times 2,54 \text{ cm} = 6,45 \text{ cm}^2 \rightarrow r = 6,45/60 \text{ Hz} = 0,11 \text{ Hz}$$

$$5\% = 0,05 = \sqrt{(r t)}/(r t) = 1/\sqrt{(r t)} \rightarrow r t = 400 \rightarrow t = 3640 \text{ s (circa 1 h)}$$

2a) Una sorgente di  $^{137}\text{Cs}$  emette gamma monoenergetici che vengono rivelati dal nostro contatore a scintillazione: 2500 conteggi raccolti in un secondo.

Quali previsioni si possono effettuare con un livello di confidenza del 68% (95%) sul risultato di una seconda acquisizione di pari durata?

$$68\% \leftrightarrow 1 \text{ sigma: } 2500 \pm \sqrt{2500} = 2500 \pm 50 \rightarrow 2450 \div 2550$$

$$95\% \leftrightarrow 2 \text{ sigma: } 2500 \pm 100 \rightarrow 2400 \div 2600$$

2b) Tolta la sorgente si hanno 3600 conteggi al minuto (cpm), come cambia il risultato precedente?

$$r_F = (3600 \pm 60)/60 \text{ Hz} = 60 \pm 1 \text{ Hz} \rightarrow r = (2500 \pm 50) - (60 \pm 1) \text{ Hz} = 2440 \pm \sqrt{(50^2 + 1^2)} = (2440 \pm 50) \text{ Hz}$$

2c) Se il contatore avesse un tempo morto di  $200 \mu\text{s}$  come cambierebbe il risultato?

$$\text{senza considerare il fondo si ha } r^* = r/(1 - r \tau) = 2500/(1 - 2,5 \cdot 10^3 \times 2 \cdot 10^{-4}) = 2500/(1 - 0,5) = 5000 \text{ Hz.}$$

$$\text{Non è indispensabile correggere la frequenza del fondo: } 60/(1 - 60 \times 2 \cdot 10^{-4}) = 60,7 \text{ Hz}$$

$$\rightarrow r = 2 \times (2500 \pm 50) \text{ Hz} - (60 \pm 1) \text{ Hz} = (4940 \pm 100) \text{ Hz}$$

3) Con una sorgente di  $^{60}\text{Co}$  si ottengono 40 conteggi al secondo ( $r_N$ ) mentre senza sorgente si hanno 10 Hz ( $r_F$ ). Avendo a disposizione complessivamente un minuto per effettuare la misura con e senza sorgente, scegliere quanto tempo dedicare a una misura e all'altra per minimizzare l'incertezza nella misura della frequenza del segnale.

$$r_S = \frac{r_N t_N \pm \sqrt{r_N t_N}}{t_N} - \frac{r_F t_F \pm \sqrt{r_F t_F}}{t_F} = (r_N - r_F) \pm \sqrt{\frac{r_N}{t_N} + \frac{r_F}{t_F}}$$

Considerando che  $t_N = 60 \text{ s} - t_F$  occorre minimizzare la funzione  $\frac{r_N}{60 - t_F} + \frac{r_F}{t_F}$  cioè

$$\text{uguagliarne a zero la derivata rispetto a } t_F: \frac{r_N}{(60 - t_F)^2} - \frac{r_F}{t_F^2} = 0 \rightarrow \frac{r_N}{r_F} = \left(\frac{60}{t_F} - 1\right)^2 \rightarrow$$

$$\frac{60}{t_F} - 1 = \pm 2 \rightarrow t_F = 20 \text{ s}; t_N = 40 \text{ s}$$

4) L'attività di un radioisotopo diminuisce del 30% in una settimana. Determinare

- la vita media
- la costante di decadimento
- il tempo di dimezzamento
- la percentuale di attività residua dopo 5 tempi di dimezzamento
- la percentuale di attività residua dopo 10 tempi di dimezzamento

$$\text{a) } A(t) = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \rightarrow \text{esprimendo il tempo in giorni } \frac{A(7) - A_0}{A_0} = -30\% \rightarrow 0,7 = \frac{A(7)}{A_0} = e^{-\frac{7}{\tau}}$$

$$\rightarrow \ln(0,7) = -7/\tau \rightarrow \tau = -7/\ln(0,7) = 19,6 \text{ d} \approx 20 \text{ d}$$

$$\text{b) } \lambda = 1/\tau = 0,05/\text{d}$$

$$\text{c) } \frac{1}{2} = e^{-\frac{T_{1/2}}{\tau}} \rightarrow T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,69 \tau \approx 14 \text{ d}$$

$$\text{d) } \left(\frac{1}{2}\right)^5 = \frac{1}{32} = 0,031 = 3,1\%$$

$$\text{e) } \left(\frac{1}{2}\right)^{10} = \frac{1}{1024} = 0,1\%$$



5) Quanti atomi di  $^{22}\text{Na}$  ( $T_{1/2} = 2,6 \text{ y}$ ) ci sono in una sorgente di 1 GBq?

$$\tau = T_{1/2}/\ln(2) = T_{1/2}/0,69 = 3,8 \text{ y} = 3,8 \times \pi 10^7 \text{ s} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ s}$$

$$A = N/\tau \rightarrow N = A \tau = 10^9 \text{ Bq} \times 1,2 \cdot 10^8 \text{ s} = 1,2 \cdot 10^{17}$$

6) La tensione di alimentazione di un tubo fotomoltiplicatore con 10 dinodi viene variata da 600 V a 602 V. Calcolare la variazione percentuale del guadagno

$$G = k V^n \rightarrow \Delta G/G = n \Delta V/V = 10 \cdot 2\text{V}/600\text{V} = 20/600 = 3,3\%$$

7) La velocità di un elettrone accelerato da una differenza di potenziale di 200 V può essere calcolata classicamente? E quella di un elettrone accelerato da 200 kV?

$$K = 200 \text{ eV classicamente } v = \sqrt{2 K/m} = \sqrt{\frac{400\text{eV}}{511\text{keV}/c^2}} = 0,028 c \rightarrow \text{SI'}$$

$$K = 200 \text{ keV classicamente } v = \sqrt{\frac{400\text{keV}}{511\text{keV}/c^2}} = 0,88 c \rightarrow \text{NO} \quad \text{quindi ...}$$

$$v = \beta c = \frac{pc}{E} c = \frac{\sqrt{E^2 - (mc^2)^2}}{E} c = \frac{\sqrt{(K + mc^2)^2 - (mc^2)^2}}{K + mc^2} c = \frac{\sqrt{K^2 + 2 K mc^2}}{K + mc^2} c = 0,7 c$$

8) I gamma di una sorgente puntiforme di  $^{137}\text{Cs}$  da 0,3  $\mu\text{Ci}$  vengono rivelati da un contatore di area 5  $\text{cm}^2$  posto a 20 cm di distanza. Determinarne l'efficienza considerando che misura una rate di 600 cpm.

$$\varepsilon = \frac{600/60}{0,3 \cdot 10^{-6} \times 3,7 \cdot 10^{10} \times \frac{5}{4\pi 20^2}} = 0,91 = 91\%$$

9) Da una sorgente puntiforme vengono emessi isotropicamente  $10^8$  fotoni al secondo.

a) Quanti ne vengono intercettati da un rivelatore di sezione  $10 \text{ cm}^2$  a 1 m di distanza?

b) Ne intercetta di più un rivelatore di  $10 \text{ cm}^2$  a 1 m di distanza o uno da  $100 \text{ cm}^2$  a 3 m di distanza?

$$\text{a) } r = \phi \Delta S = \frac{A}{4\pi R^2} \Delta S = \frac{10^8}{4\pi 1^2} 10 \cdot 10^{-4} = 7960 \text{ Hz}$$

$$\text{b) } \frac{10 \cdot 10^{-4}}{1^2} = 10^{-3} \approx \frac{100 \cdot 10^{-4}}{3^2} = 1,1 \cdot 10^{-3}$$

10) Determinare l'energia in elettronvolt di un fotone di lunghezza d'onda 550 nm

$$E = h\nu; c = \lambda\nu \rightarrow \nu = c/\lambda \rightarrow$$

$$E = hc/\lambda = [(6,63 \cdot 10^{-34})\text{s} \times 3 \cdot 10^8\text{m/s}]/(550 \cdot 10^{-9}\text{m})/[1,6 \cdot 10^{-19}]/\text{eV} = 2,26 \text{ eV}$$

11) Il lavoro di estrazione di un fotocatodo è 2,2 eV. Quale lunghezza d'onda deve avere un fotone affinché l'elettrone prodotto abbia un'energia di 4 eV?

$$E = 4 + 2,2 = 6,2 \text{ eV} \rightarrow \lambda = hc/E = [(6,63 \cdot 10^{-34})\text{s} \times 3 \cdot 10^8\text{m/s}]/(6,2 \text{ eV} \times 1,6 \cdot 10^{-19})/\text{eV} = 200\text{nm}$$

12) quale frazione di fotoni da 511 keV interagisce in uno schermo di 1,5 mm di alluminio (densità 2,7  $\text{g}/\text{cm}^3$ )?

$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$  dove  $x$  è lo spessore del materiale e  $\mu$  è il coefficiente di attenuazione che per Al a 500 keV è pari a 0,0845  $\text{cm}^2/\text{g}$  e quindi  $\mu x = 0,0845 \times 2,7 \times 0,15 = 0,34$

$$\rightarrow \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = 1 - e^{-\mu x} = 1 - 0,9664 = 0,0336 = 3,36\%$$

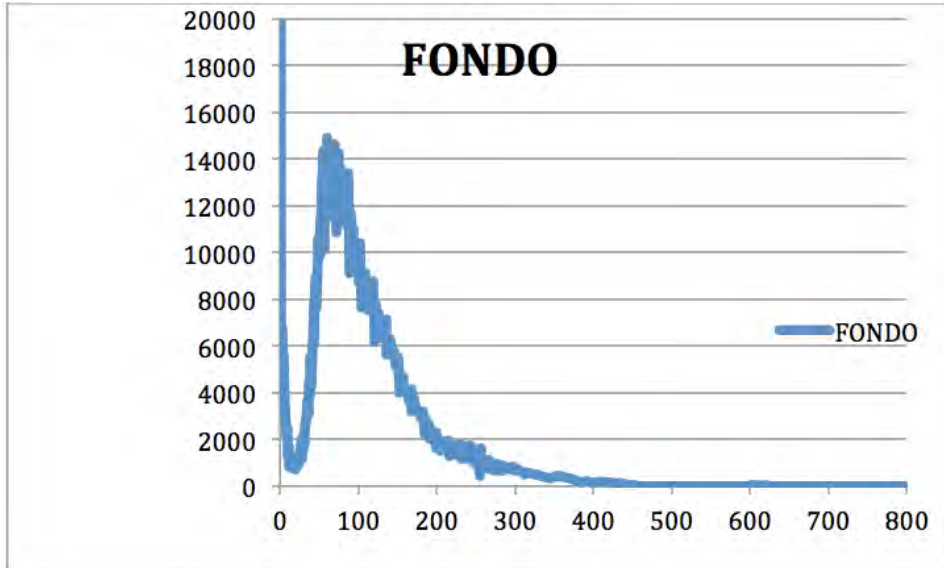
13) Un fascio di fotoni incide perpendicolarmente su un assorbitore di Al. Che spessore deve avere per dimezzare il numero di fotoni da 500 keV in uscita (strato emivalente)? e per ridurlo di un fattore 10 (strato decivalente)?

$$I(x_{\text{emiv}}) = \frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu x_{\text{emiv}}} \rightarrow x_{\text{emiv}} = \ln(2)/\mu = 0,69/(0,0845 \times 2,7) = 3 \text{ cm}$$

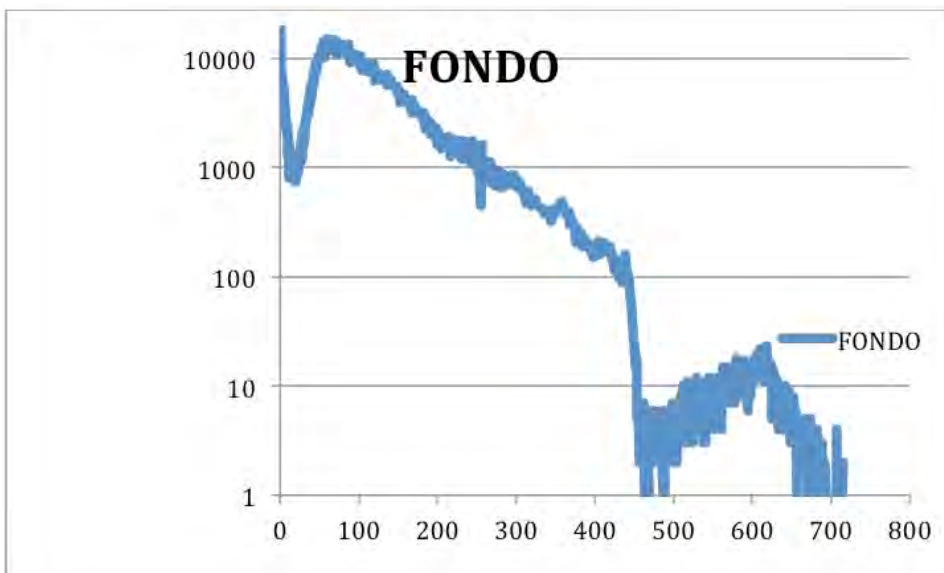
$$I(x_{\text{deciv}}) = \frac{I_0}{10} = I_0 e^{-\mu x_{\text{deciv}}} \rightarrow x_{\text{deciv}} = \ln(10)/\mu = 2,3/(0,0845 \times 2,7) = 10 \text{ cm}$$

Con la strumentazione utilizzata in laboratorio sono stati raccolti questi dati con alta statistica:

1) questo è il risultato di 1414 acquisizioni da 10 secondi effettuate in assenza di sorgenti. Sono stati raccolti  $1478,9 \times 10^3$  eventi



lo stesso spettro in scala logaritmica appare così:

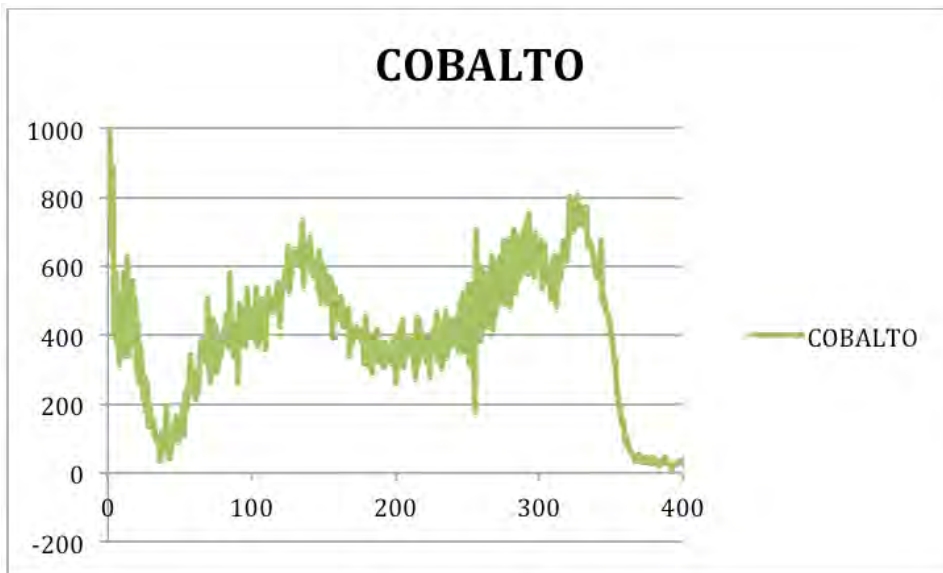


1738 eventi mostrano un'ampiezza superiore al canale 460.

I successivi spettri, ottenuti in presenza delle sorgenti poste a 0,5 cm di distanza dall'inizio dello scintillatore, sono stati corretti sottraendo canale per canale il contenuto dello spettro di fondo che si sarebbe ottenuto a parità di tempo totale di acquisizione.

2) Dopo la sottrazione del fondo questo è lo spettro di  $76,1 \times 10^3$  eventi dal  $^{60}\text{Co}$  raccolti in 237 acquisizioni da 10 secondi.

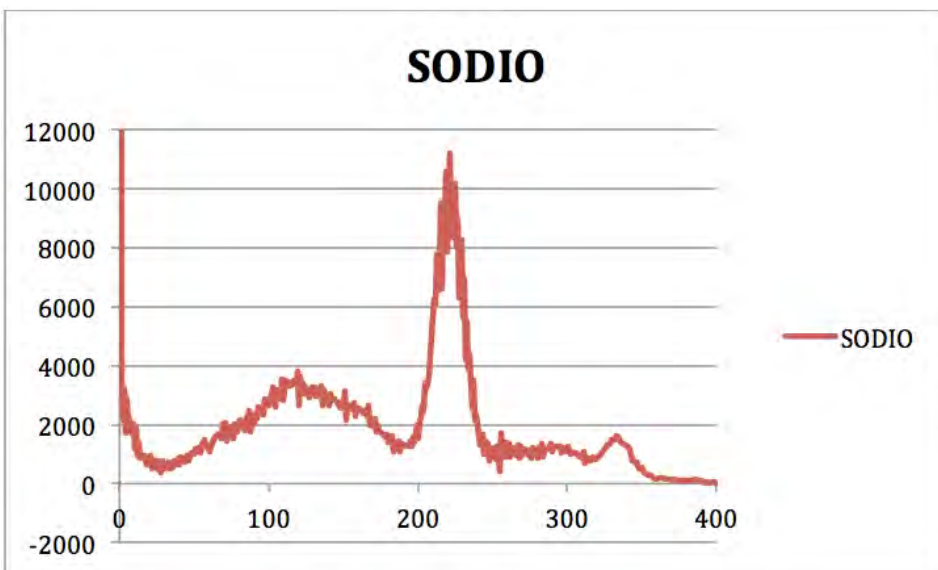
I due picchi del  $^{60}\text{Co}$  sono confusi ma mostrano il massimo al canale 321; la metà del massimo è al canale 334. La massima energia per effetto Compton è al canale 291



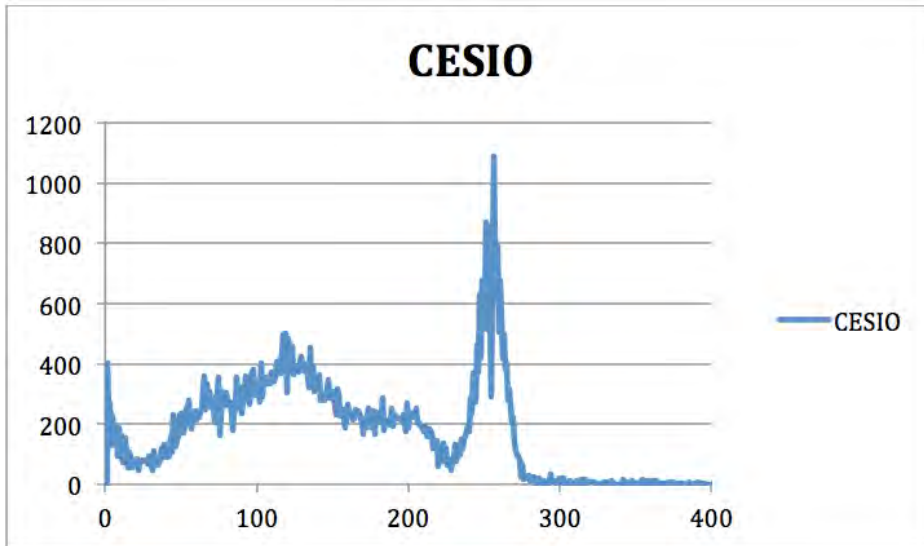
3) Dopo la sottrazione del fondo questo è lo spettro di  $163,3 \times 10^3$  eventi dal  $^{22}\text{Na}$  raccolti in 733 acquisizioni da 10 secondi.

Il primo picco è al canale 219; i canali corrispondenti alla mezza altezza sono 212 e 230.

Il secondo picco è al canale 327. La massima energia Compton di questo picco è al canale 295



4) Dopo la sottrazione del fondo questo è lo spettro di  $70,6 \times 10^3$  eventi dal  $^{137}\text{Cs}$  raccolti in 332 acquisizioni da 5 secondi.  
 Il primo picco è al canale 255; i canali corrispondenti alla mezza altezza sono 243 e 260.  
 La massima energia per effetto Compton è al canale 200.



Le sorgenti a febbraio 2012 avevano le seguenti attività:

- $^{22}\text{Na}$  740 Bq
- $^{60}\text{Co}$  370 Bq
- $^{137}\text{Cs}$  370 Bq

Da questi spettri è possibile:

- ricavare la frequenza dei raggi cosmici
- ricavare l'attività delle sorgenti
- determinare la risoluzione energetica del rivelatore (utilizzando i due picchi del  $^{22}\text{Na}$  o i valori dei Compton-edge)
- verificare la diversa efficienza in funzione dell'energia (utilizzando i due picchi del  $^{22}\text{Na}$  o del  $^{60}\text{Co}$ )

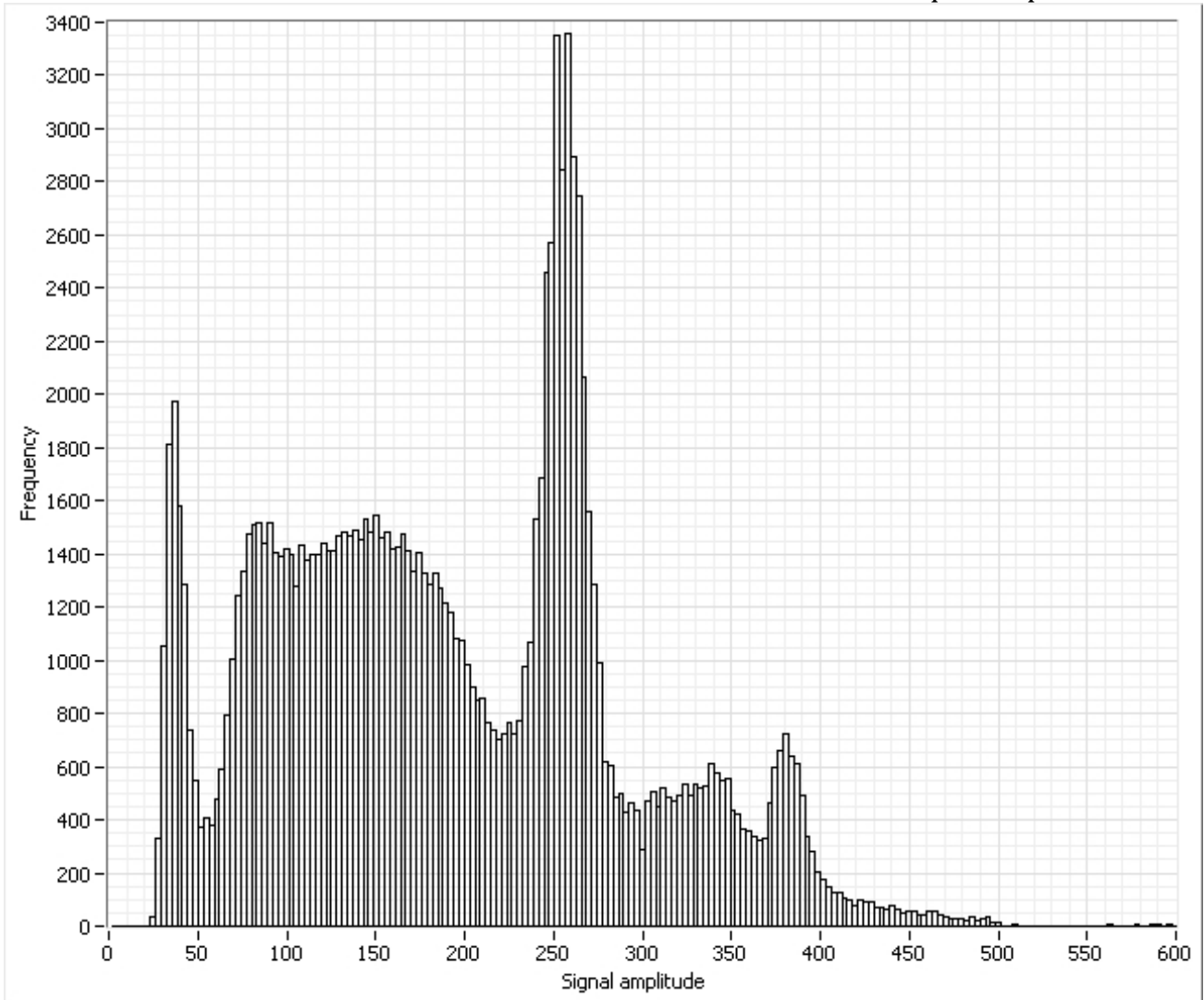
Prerequisiti per la comprensione degli spettri:

- principio di funzionamento di un rivelatore a scintillatore
- schemi di decadimento delle sorgenti utilizzate
- interazioni dei gamma con la materia
- perdita di energia degli elettroni
- origine della fluttuazione statistica negli spettri di ampiezza

Argomenti correlati:

- dipendenza della frequenza dei conteggi dal tempo morto, dalla distanza dalla sorgente, dall'energia dei gamma, dallo spessore di un eventuale schermo interposto
- tempo di risposta del rivelatore a scintillazione utilizzato
- calcolo della dose assorbita e relativi limiti di legge

Come esercizio riassuntivo di tutto il modulo di laboratorio commentare questo spettro



INDICE

- p.1 Introduzione al corso 2014-15
- p.3 Probabilità e statistica
- p.18 Principi della radioprotezione
- p.19 Apparato sperimentale
- p.34 Sorgenti di calibrazione
- p.36 Radiazione di fondo
- p.37 Interazione dei gamma nello scintillatore
- p.41 Risoluzione energetica
- p.42  $1/r^2$
- p.45 Efficienza di rivelazione
- p.47 Attenuazione e assorbimento
- p.50 Tabelle e grafici
- p.54 Spunti di riflessione