

Spettrometria gamma

Adolfo Esposito
Radiation Protection Expert
adolfo.esposito@Inf.infn.it

Misure di attivita'

Numerosi elementi esistenti in natura sono costituiti da atomi i cui nuclei sono energeticamente instabili. Il ritorno alla stabilita' avviene attraverso un decadimento radioattivo con emissione di radiazione corpuscolare alfa o beta accompagnata spesso da raggi gamma.

I decadimenti radioattivi sono in genere molto complessi e pertanto si usa specificare l'intensita' di una sorgente radioattiva non attraverso il numero di particelle emesse ma attraverso il numero di disintegrazioni che avvengono nell'unita' di tempo.

L'attivita', A , di un preparato radioattivo e' definito dal rapporto dN/dt dove dN e' il numero di trasformazioni spontanee che avviene nella quantita' di radionuclide considerata nell'intervallo di tempo dt .

Si effettuano misure di attivita' per determinare l'intensita' di una sorgente, la contaminazione di un campione ovvero di una superficie.

Tali misure, concettualmente semplici (conteggio di particelle per unita' di tempo) diventano piu' complesse ed utilizzano tecnologie sofisticate nel caso i valori da rivelare siano modesti.

Ciascun strumento e' composto da un rivelatore, scelto sulla base del tipo di radioattivita' da rivelare e dal tipo di matrice da esaminare, e dalla sua elettronica associata.

Strumenti cosiddetti a basso fondo sono utilizzati per misurare attivita' particolarmente modeste.

Legge del decadimento radioattivo

Detto N il numero di nuclei instabili al tempo t la variazione dei nuclei instabili dN nel tempo dt e' proporzionale ad N

$$\frac{dN}{dt} \propto N$$
$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

$\lambda = dP/dt$ e' la costante di decadimento. Ha la dimensione $[s^{-1}]$ e rappresenta la probabilit  che un nucleo instabile decada spontaneamente nell'unita' di tempo.

- Trasformando la relazione precedente si ha:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

Integrando fra il tempo $t=0$ e $t= t$ si avrà

$$\int_0^t \frac{dN(t)}{N(t)} = \int_0^t -\lambda dt$$

$$\ln N(t) - \ln N(0) = -\lambda t$$

$$\ln \frac{N(t)}{N(0)} = -\lambda t$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Volendo conoscere numericamente λ basterà considerare la (1) che e' esattamente l'equazione di una retta,

- Se il tutto viene riportato in carta semilogaritmica, il cui coefficiente angolare è $-\lambda$
- Più che conoscere il numero di atomi instabili presenti ad un dato t è interessante e utile conoscere il numero di atomi che decadono cioè l'attività del preparato radioattivo.

$$A = -\frac{dN}{dt}$$

$$dN = -\lambda N dt$$

$$A = \lambda N$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

Radioattivit  alfa

Scintillatori
Semiconduttori
Contatori proporzionali

Radioattivit  beta

Scintillatori
Geiger con finestra sottile
Geiger a flusso
Contatori proporzionali

Radioattivit  gamma

Scintillatori
Semiconduttori
Contatori proporzionali

Il processo di scintillazione rimane uno dei metodi piu' utili per la rivelazione e la spettrometria di una vasta gamma di radiazioni. L'intero processo segue i punti sottoelencati

Interazione delle radiazioni con il rivelatore

Conversione dell'energia ceduta in luce

Conversione della luce in fotoelettroni

Processo di moltiplicazione dei foto-elettroni

In uno scintillatore il numero di fotoni, P , di energia media $h\nu$ prodotti in seguito all'assorbimento nello scintillatore di una quantita' di energia, E , e' dato da

$$P = E * \epsilon_v / h\nu$$

dove ϵ_v e' l'efficienza intrinseca dello scintillatore

La variazione nel tempo di P sara'

$$P(t) = E * \epsilon_v / h\nu * e^{-t/\tau}$$

Dove τ e' il tempo di decadimento

(Scintillazione immediata+scintillazione ritardata di fluorescenza+scintillazione di fosforescenza)

Caratteristiche principali dello scintillatore ideale

- **Alta efficienza di scintillazione.**
- **Luce emessa proporzionale all'energia ceduta su un intervallo il piu' ampio possibile.**
- **Mezzo trasparente alla lunghezza d'onda della luce emessa.**
- **Tempo di decadimento corto per poter generare impulsi rapidi.**
- **Possibilita' di avere scintillatori di grandi dimensioni.**
- **Indice di rifrazione vicino a 1.5 (vetro) per migliorare l'accoppiamento ottico con il fotomoltiplicatore**

Table 8.1 Properties of Some Commercially Available Organic Scintillators

Eljen	Bicron	Light Output %Anthracene*	Wavelength of Max Emission (nm)	Decay Constant (ns)	Attenuation Length (cm)	Refractive Index	H/C Ratio	Density	Loading Element % by weight or dist. feature	Softening or Flash Point (°C)	Uses
Crystal											
Anthracene		100	447	30		1.62	0.715	1.25		217	
Stilbene		50	410	4.5		1.626	0.858	1.16		125	
Plastic											
EJ-212	BC-400	65	423	2.4	250	1.581	1.103	1.032		70	General purpose
EJ-204	BC-404	68	408	1.8	160	1.58	1.107	1.032	1.8 ns time constant	70	Fast counting
EJ-200	BC-408	64	425	2.1	380	1.58	1.104	1.032		70	TOF counters, large area
EJ-208	BC-412	60	434	3.3	400	1.58	1.104	1.032	Longest attn. length	70	General purpose, large area, long strips
	BC-420	64	391	1.5	110	1.58	1.100	1.032	1.5 ns time constant	70	Ultrafast timing, sheet areas
EJ-232	BC-422	55	370	1.4	8	1.58	1.102	1.032	1.4 ns time constant	70	Very fast timing, small sizes
	BC-422Q	11	370	0.7	< 8	1.58	1.102	1.032	Benzophenone, 1%	70	Ultrafast timing, ultrafast counting
	BC-428	36	480	12.5	150	1.58	1.103	1.032	Green emitter	70	Photodiodes and CCDs; phoswich detectors
	BC-430	45	580	16.8	NA	1.58	1.108	1.032	Red emitter	70	Silicon photodiodes and red-enhanced PMTs
EJ-248	BC-434	60	425	2.2	350	1.59	0.995	1.049	High temp	100	General purpose
	BC-436	52	425	2.2	NA	1.61	0.960 D:C	1.130	Deuterium, 13.8%	90	Thin disks
EJ-240	BC-444	41	428	285	180	1.58	1.109	1.032		70	Phoswich detectors for dE/dx studies
EJ-256	BC-452	32	424	2.1	150	1.58	1.134	1.080	Lead, 5%	60	X-ray dosimetry (< 100 keV)
	BC-454	48	425	2.2	120	1.58	1.169	1.026	Boron, 5%	60	Neutron spectrometry, thermal neutrons
EJ-252	BC-470	46	423	2.4	200	1.58	1.098	1.037	Air equivalent	65	Dosimetry
	BC-490	55	425	2.3		1.58	1.107	1.030	Casting resin	70	General purpose
	BC-498	65	423	2.4		1.58	1.103	1.032	Applied like paint	70	β , γ detection
Liquid											
EJ-301	BC-501A	78	425	3.2			1.212	0.874	Pulse shape discrim.	26	$\gamma > 100$ keV, fast n spectroscopy
EJ-305	BC-505	80	425	2.5			1.331	0.877	High light output	47	γ , fast n, large volume
EJ-313	BC-509	20	425	3.1			0.0035	1.61	F	10	γ , fast n
EJ-321H	BC-517H	52	425	2.0			1.89	0.86	Mineral oil-based	81	γ fast n, cosmic, charged particles
	BC-517P	28	425	2.2			2.05	0.85	Mineral oil-based	115	γ , fast n, cosmic, charged particles
EJ-325	BC-519	60	425	4.0			1.73	0.875	Pulse shape discrim.	74	γ , fast n, n- γ discrimination
EJ-331	BC-521	60	425	4.0			1.31	0.89	Gd (to 1%)	44	Neutron spectrometry, neutrino research
EJ-339	BC-523A	65	425	3.7			1.67	0.93	Enriched ^{10}B	1	Total absorption neutron spectrometry
EJ-335	BC-525	56	425	3.8			1.57	0.88	Gd (to 1%)	64	Neutron spectrometry, neutrino research
	BC-533	51	425	3.0			1.96	0.8	Low temp operation	65	γ , fast n, cosmic
	BC-537	61	425	2.8			.99 (D:C)	0.954	^2H	-11	Fast n, pulse shape discrimination
	BC-551	40	425	2.2			1.31	0.902	Pb (5% w/w)	44	γ , X-rays < 200 keV
	BC-553	34	425	3.8			1.47	0.951	Sn (10% w/w)	42	γ , X-rays

*NaI(Tl) is 230% on this scale

Table 8.3 Properties of Common Inorganic Scintillators

	Specific Gravity	Wavelength of Max. Emission	Refractive Index	Decay Time (μs)	Abs. Light Yield in Photons/MeV	Relative Pulse Height Using Bialk. PM tube	References
Alkali Halides							
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	38 000	1.00	
CsI(Tl)	4.51	540	1.80	0.68 (64%), 3.34 (36%)	65 000	0.49	78, 90, 91
CsI(Na)	4.51	420	1.84	0.46, 4.18	39 000	1.10	92
Li(Eu)	4.08	470	1.96	1.4	11 000	0.23	
Other Slow Inorganics							
BGO	7.13	480	2.15	0.30	8200	0.13	
CdWO ₄	7.90	470	2.3	1.1 (40%), 14.5 (60%)	15 000	0.4	98–100
ZnS(Ag) (polycrystalline)	4.09	450	2.36	0.2		1.3 ^a	
CaF ₂ (Eu)	3.19	435	1.47	0.9	24 000	0.5	
Unactivated Fast Inorganics							
BaF ₂ (fast component)	4.89	220		0.0006	1400	na	107–109
BaF ₂ (slow component)	4.89	310	1.56	0.63	9500	0.2	107–109
CsI (fast component)	4.51	305		0.002 (35%), 0.02 (65%)	2000	0.05	113–115
CsI (slow component)	4.51	450	1.80	multiple, up to several μs	varies	varies	114, 115
CeF ₃	6.16	310, 340	1.68	0.005, 0.027	4400	0.04 to 0.05	76, 116, 117
Cerium-Activated Fast Inorganics							
GSO	6.71	440	1.85	0.056 (90%), 0.4 (10%)	9000	0.2	119–121
YAP	5.37	370	1.95	0.027	18 000	0.45	78, 125
YAG	4.56	550	1.82	0.088 (72%), 0.302 (28%)	17 000	0.5	78, 127
LSO	7.4	420	1.82	0.047	25 000	0.75	130, 131
LuAP	8.4	365	1.94	0.017	17 000	0.3	134, 136, 138
Glass Scintillators							
Ce activated Li glass ^b	2.64	400	1.59	0.05 to 0.1	3500	0.09	77, 145
Tb activated glass ^b	3.03	550	1.5	~3000 to 5000	~50 000	na	145
For comparison, a typical organic (plastic) scintillator:							
NE102A	1.03	423	1.58	0.002	10 000	0.25	

^afor alpha particles^bProperties vary with exact formulation. Also see Table 15.1.

Source: Data primarily from Refs. 74 and 75, except where noted.

In conclusione nessun materiale fra quelli elencati presenta simultaneamente tutte queste caratteristiche e la scelta di un tipo o dell'altro dipende da un compromesso fra i vari fattori.

Gli scintillatori maggiormente usati sono quelli inorganici con particolare riguardo al NaI nonché quelli liquidi e i plastici.

Gli inorganici hanno la migliore risposta in termini di uscita di luce e di linearità, ma hanno tranne alcuni casi una risposta lenta. Gli organici al contrario hanno una risposta rapida ma produzione di luce bassa. Il tipo di applicazione determina il tipo di scintillatore da usare.

I cristalli ad alto Z e ad alta densità vengono utilizzati in spettrometria gamma, mentre quelli organici per la spettroscopia beta nonché per la rivelazione di neutroni a causa del loro alto numero atomico

Spettrometria

Gli spettri di γ e di raggi X costituiscono solo una piccola parte dell'insieme della radiazione elettromagnetica.

Proprietà comune delle radiazioni è il trasporto di energia nello spazio sotto forma di pacchetti di onde. Ciascuna radiazione elettromagnetica può essere descritta in termini della sua lunghezza d'onda, della sua frequenza o dell'energia equivalente.

Nel vuoto queste quantità sono legate da relazioni semplici

$$\lambda \cdot \nu = c \quad E = h \cdot \nu$$

Dove c è la velocità della luce nel vuoto e h è la costante di Planck.

Le onde radio sono comunemente descritte in termini di frequenza (Mhz).

Le radiazioni intermedie in termini di lunghezze d'onda (cm).

Le radiazioni γ ed X in termini di energia (keV).

La quantita' di radiazione presente puo' essere descritta dall'energia totale trasportata ovvero dal numero di singoli pacchetti trasportati.

Un tipico spettro e' la rappresentazione grafica dei singoli pacchetti in funzione della lunghezza d'onda o della frequenza ovvero dell'energia.

In tali spettri ci sono diversi parametri di interesse:

-i valori dell'ascissa che rappresenta l'energia dei fotoni;

-l'ampiezza delle linee discrete

-l'altezza delle linee discrete.

Tutti gli spettri vengono fortemente influenzati dal rivelatore.

Lo spettro emesso dalla sorgente e' a linee.

Lo spettro a linee viene influenzato dalla risoluzione del rivelatore contribuendo ad allargarle.

Radiazioni non ionizzanti

Radiazioni ionizzanti

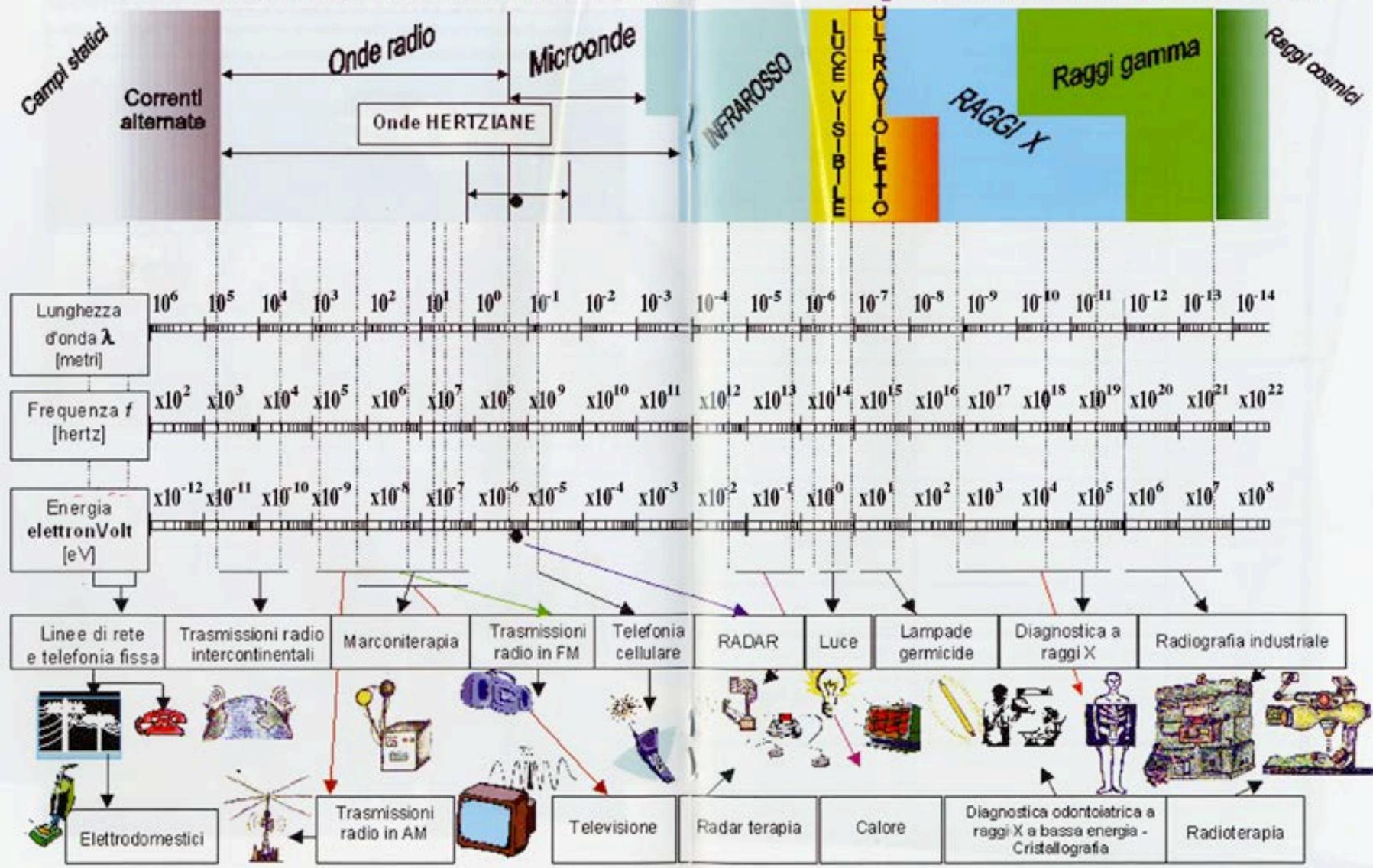


Tabella 1 -Intervallo dei campi elettromagnetici non ionizzanti

Denominazione della banda di frequenza		Range di frequenza ¹	Lunghezza d'onda	Suddivisioni delle metriche Onde	
Frequenze estremamente basse	ULF (Ultra Low Frequency) o Sub ELF	0 Hz - 30 Hz	superiore a 100 km	Chilometriche	Onde lunghe
	ELF (Extremely Low Frequency)	30 Hz - 300 Hz			
Basse frequenze	VF (Voice Frequency) o AF (Audio Frequency)	300 Hz - 3 kHz			
	VLF (Very Low Frequency)	3 kHz - 30 kHz	100-10 km		
	LF (Low Frequency)	30 kHz - 300 kHz	10 -1 km		
Radio-frequenze RF ²	MF (Medium Frequency)	300 kHz - 3 MHz	1000 - 100 m	Ettometriche	Onde radio
	HF (High Frequency)	3 MHz - 30 MHz	100 - 10 m	Decametriche	
	VHF (Very High Frequency)	30 MHz - 300 MHz	10 - 1 m	Metriche	
Microonde MW ³	UHF (Ultra High Frequency)	300 MHz - 3 GHz	1 - 0,1 m	Decimetriche	Microonde
	SHF (Super High Frequency)	3 GHz - 30 GHz	10 - 1 cm	Centimetriche	
	EHF (Extremely High Frequency)	30 GHz - 300 GHz	10 - 1 mm	Millimetriche	
Radiazione ottica	IR	300 GHz - 300 THz	1000 - 1 µm	Micrometriche	Infrarosso
	VS	375 THz - 750 THz	800 - 400 nm	Nanometriche	Luce Visibile
	UV	750 THz - 3.104 THz	400 - 100 nm	Nanometriche	Ultravioletto

¹ Limite inferiore escluso; limite superiore incluso

² Il termine radiofrequenza RF è spesso usato per indicare tutto l'intervallo tra 300 kHz (talvolta 30 kHz) e 300 GHz. Tuttavia assai frequentemente col termine RF si intendono genericamente tutti i campi elettromagnetici variabili superiori a 300 Hz.

³ Il termine microonde MW è spesso usato per indicare la parte superiore di tale spettro, tra 0,3 e 300 GHz.

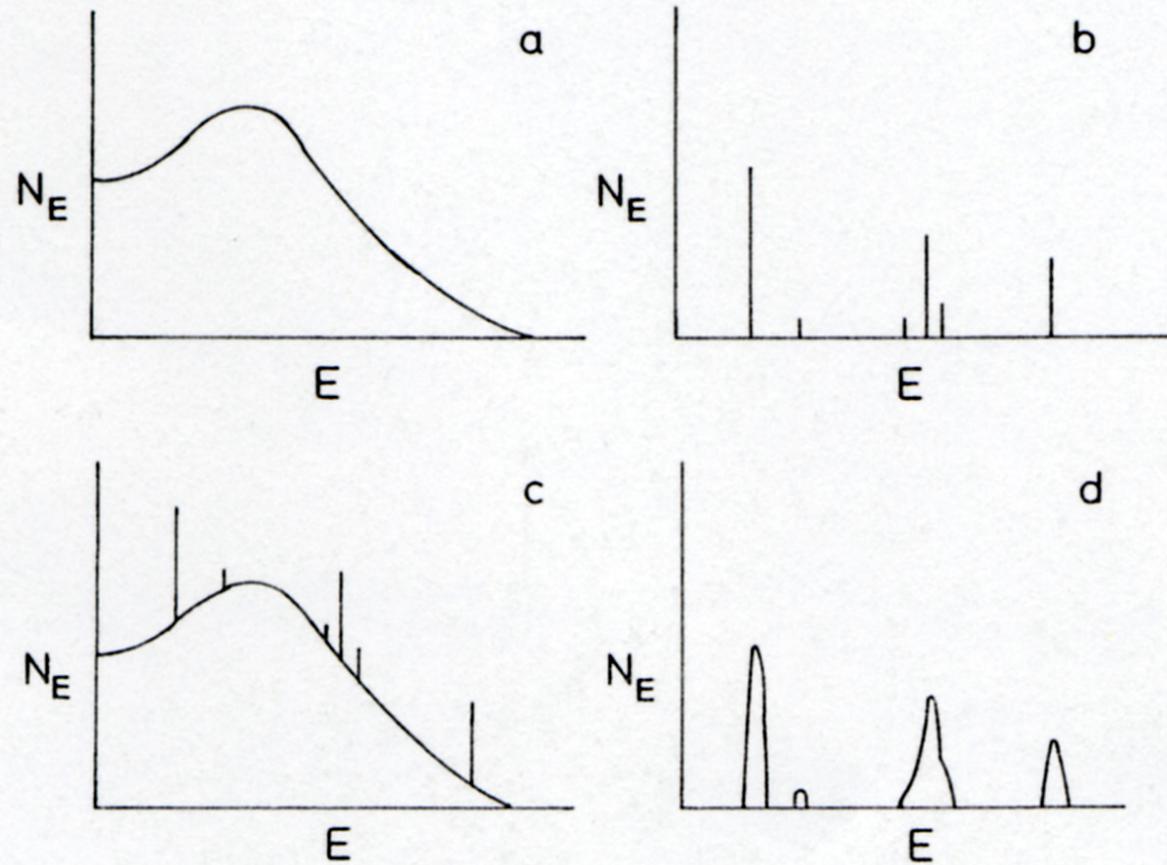


Fig. 1.2. General spectra of electromagnetic radiation: (a) continuous spectrum; (b) discrete or line spectrum; (c) combination of discrete and continuous components; (d) line spectrum of b broadened by the detector resolution.

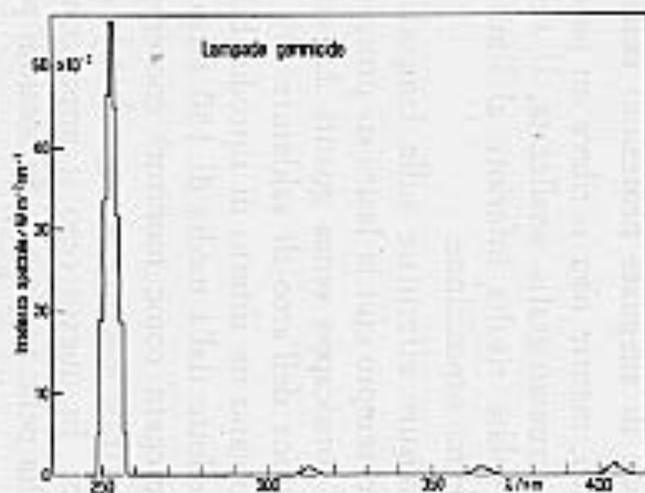
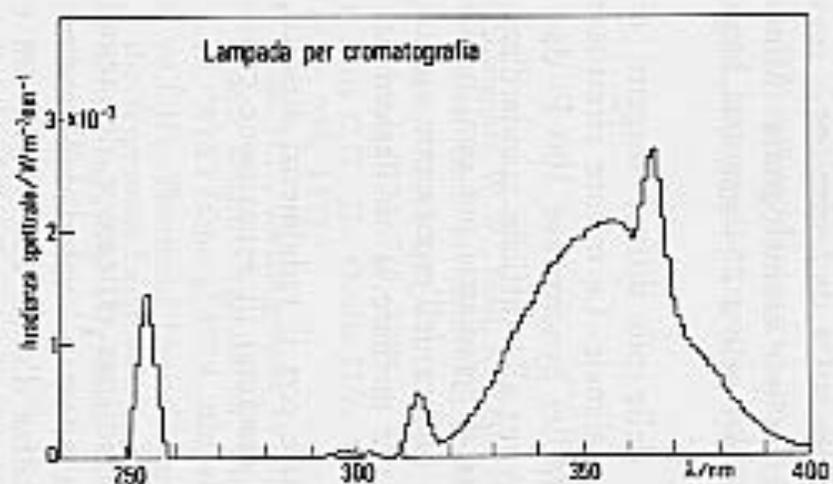
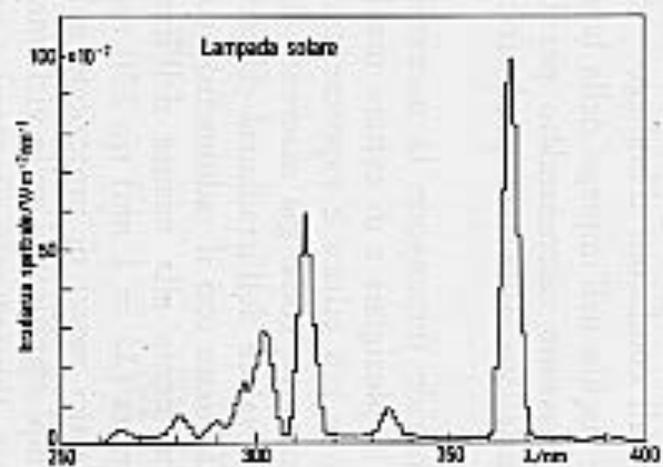
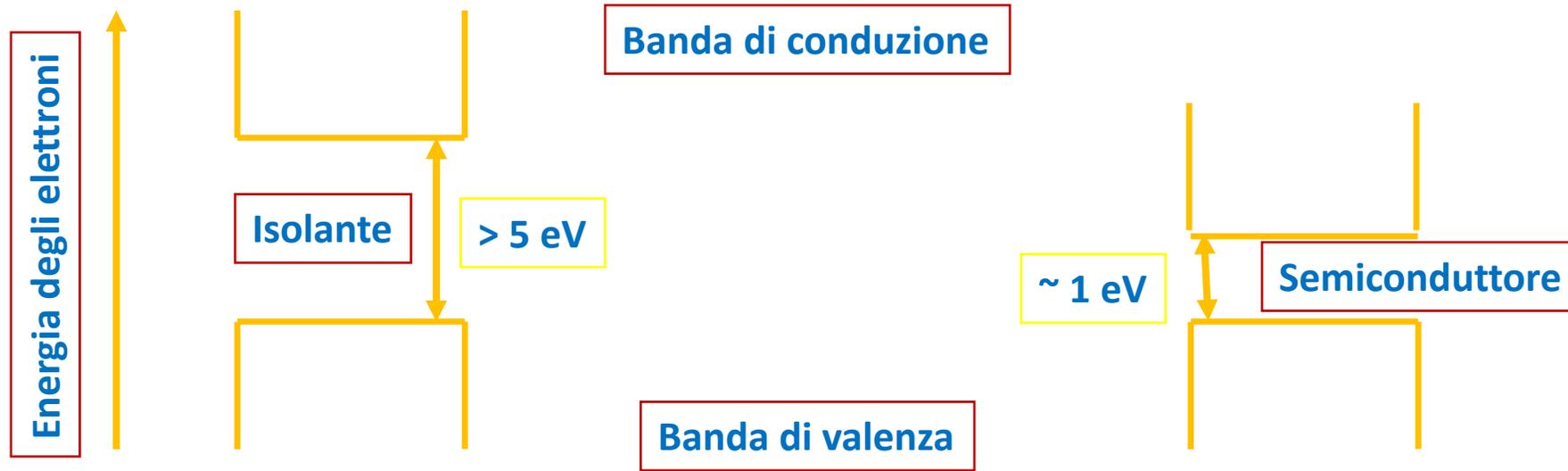


Fig.3 Irradianza spettrale delle sorgenti analizzate.

Semiconduttori - rivelatori a giunzione



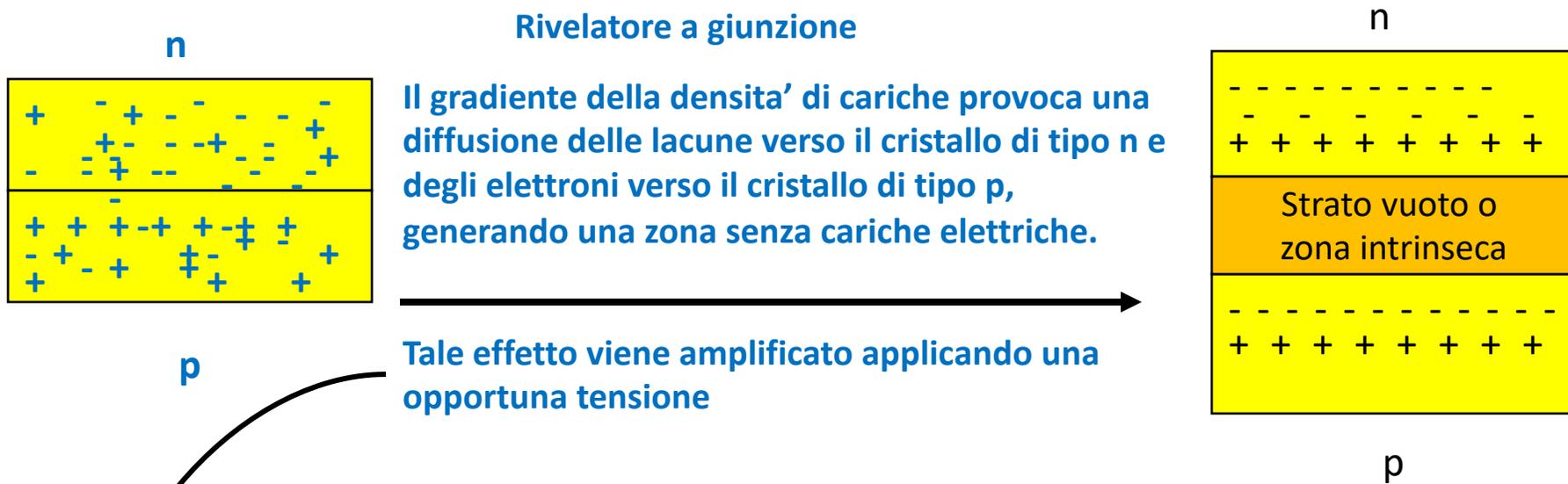
Materiali adatti per fare rivelatori a giunzione sono il silicio e il germanio unitamente ad alcune impurezze presenti spontaneamente o aggiunte intenzionalmente.

Quando nella struttura cristallina di silicio o germanio (tetraivalenti) vengono introdotte impurezze pentavalenti, quali atomi di arsenico, antimonio o fosforo, detti atomi donatori (eccesso di elettroni), si genera nella banda di valenza la presenza di elettroni liberi. Il cristallo ottenuto è detto di tipo "n"

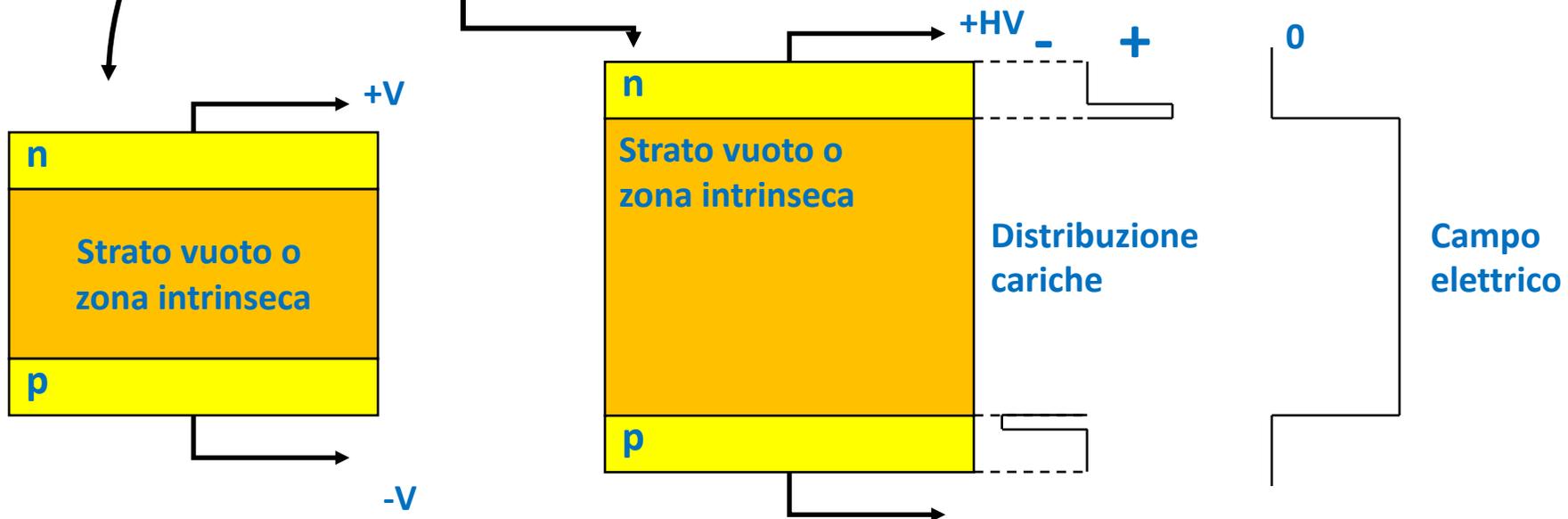
Quando nella struttura cristallina di silicio o germanio (tetraivalenti) vengono introdotte impurezze trivalenti, quali atomi di indio, boro, alluminio o gallio, detti atomi accettori (eccesso di lacune), si genera nella banda di valenza la presenza di lacune libere. Il cristallo ottenuto è detto di tipo "p"

La conducibilità elettrica sia del cristallo di tipo "p" che del cristallo di tipo "n" è maggiore di quella del cristallo puro

Rivelatore a giunzione



Lo strato vuoto rappresenta il volume sensibile del rivelatore. Detto volume puo' essere aumentato aumentando la tensione esterna.



Il dispositivo si comporta come una camera a ionizzazione con corrente di raccolta molto maggiore.

**Proprieta'
del Silicio e
del
Germanio**

Table 11.1 Properties of Intrinsic Silicon and Germanium

	Si	Ge
Atomic number	14	32
Atomic weight	28.09	72.60
Stable isotope mass numbers	28-29-30	70-72-73-74-76
Density (300 K); g/cm ³	2.33	5.32
Atoms/cm ³	4.96×10^{22}	4.41×10^{22}
Dielectric constant (relative to vacuum)	12	16
Forbidden energy gap (300 K); eV	1.115	0.665
Forbidden energy gap (0 K); eV	1.165	0.746
Intrinsic carrier density (300 K); cm ⁻³	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}
Intrinsic resistivity (300 K); $\Omega \cdot \text{cm}$	2.3×10^5	47
Electron mobility (300 K); cm ² /V · s	1350	3900
Hole mobility (300 K); cm ² /V · s	480	1900
Electron mobility (77 K); cm ² /V · s	2.1×10^4	3.6×10^4
Hole mobility (77 K); cm ² /V · s	1.1×10^4	4.2×10^4
Energy per electron-hole pair (300 K); eV	3.62	
Energy per electron-hole pair (77 K); eV	3.76	2.96
Fano factor (77 K)	0.143 (Ref. 7)	0.129 (Ref. 9)
	0.084 (Ref. 8)	0.08 (Ref. 10)
	0.085 } (Ref. 12)	< 0.11 (Ref. 11)
	to }	0.057 }
	0.137 }	0.064 }
	0.16 (Ref. 13)	0.058 (Ref. 14)

Source: G. Bertolini and A. Coche (eds.), *Semiconductor Detectors*, Elsevier-North Holland, Amsterdam, 1968, except where noted.

L'energia per creare una coppia elettrone lacuna e' 3.5 eV nel silicio e 2,9 eV nel germanio.

L'energia per creare una coppia di ioni in aria e' 33 eV

Lo strato di svuotamento nelle giunzioni di tipo p-n hanno uno spessore di qualche millimetro.

Poiche' non e' possibile agire sulla tensione applicata per evitare indesiderati aumenti della corrente di fondo, si ricorre a giunzioni del tipo p-i-n.

Vale la pena ricordare che la zona di svuotamento ovvero la zona i e' molto instabile a temperatura ambiente ed e' per questo che i vari rivelatori sono raffreddati alla temperatura dell'azoto liquido 77 K.

Nel caso dei rivelatori tipo Ge(Li) e Si(Li) essi devono essere continuamente raffreddati allo scopo di non danneggiarli irreversibilmente, cio' anche quando non sono utilizzati.

Al contrario rivelatori tipo HPGe possono subire diversi cicli di riscaldamento senza che le loro caratteristiche vengano modificate.

Le piu' importanti grandezze di interesse per un rivelatore sono la sua efficienza, la sua risoluzione e il rapporto Picco-Compton

L'efficienza dipende principalmente dalle dimensioni e dalla forma del rivelatore.

La risoluzione di un rivelatore

La definizione formale di risoluzione di un rivelatore e' mostrata in figura.

Nella figura in parola viene mostrata la distribuzione differenziale dell'altezza degli impulsi per un rivelatore qualsiasi nell'ipotesi che soltanto radiazioni di una singola energia siano registrate.

La larghezza del picco a meta' altezza (FWHM) indica il potere risolutivo del sistema. Il picco deve essere inteso al netto del fondo.

La risoluzione del sistema viene convenzionalmente definita come il rapporto FWHM diviso per la posizione del centroide.

I fattori che influenzano la larghezza dei picchi (FWHM) ovvero il potere di risoluzione del rivelatore sono i seguenti

- la statistica del processo di creazione delle cariche
- il completamento della raccolta delle cariche
- il rumore elettronico

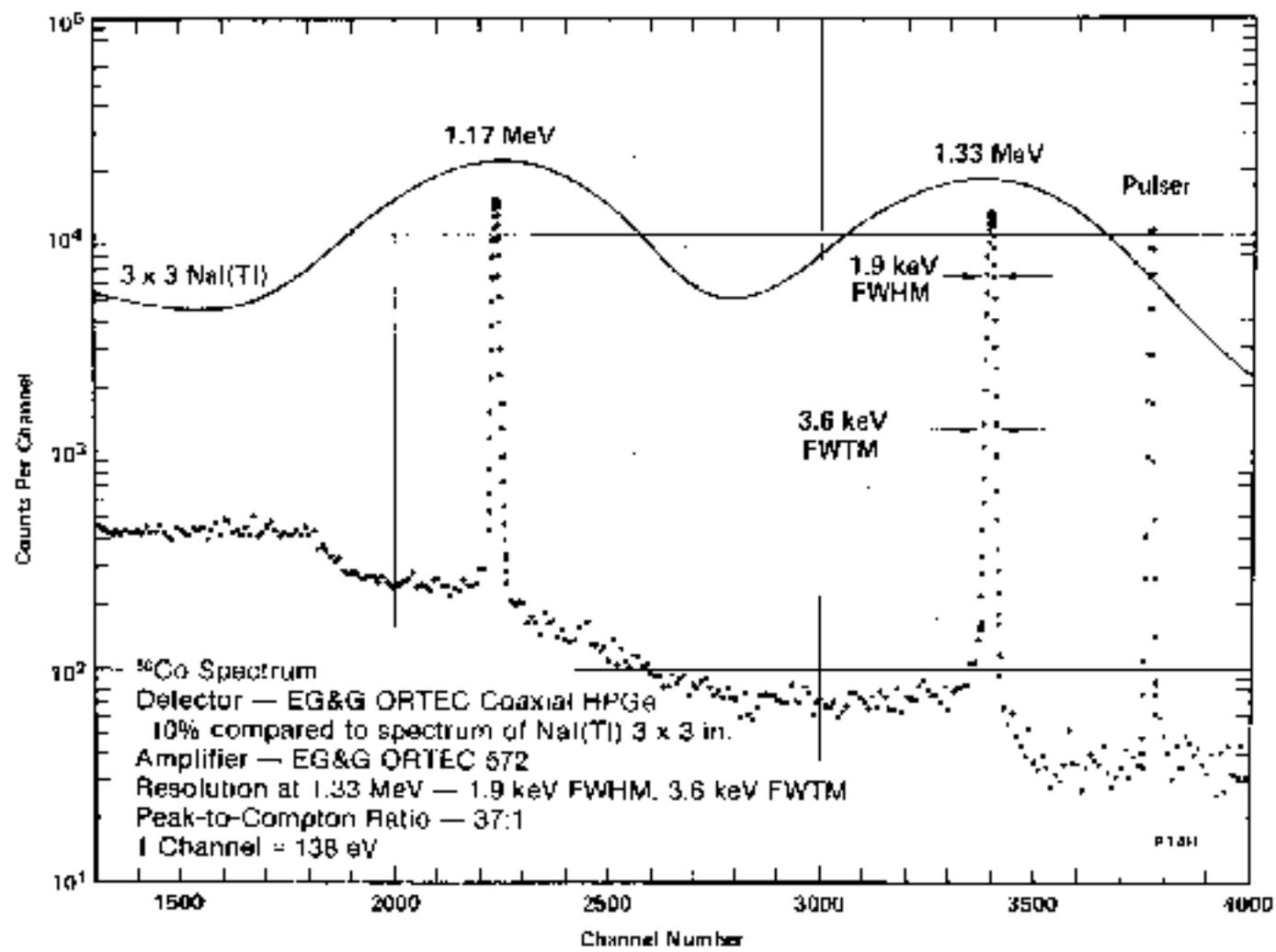


Fig. 7.1. ^{60}Co Spectrum Showing Resolutions and Peak-to-Compton Ratios for an HPGe Coaxial Detector and an NaI(Tl) Detector.

Statistica del processo di creazione di coppie

Questo contributo dipende dal tipo di materiale considerato.

Nel caso del germanio la gap proibita e' pari a 0.67 eV a 77 K ma per creare una coppia elettrone lacuna serve in media una energia di 2.96 eV.

Sebbene il numero medio di coppie e' $N = E_{\gamma} / W$, la ripartizione dell'energia fra i differenti modi di eccitazione causa una distribuzione statistica nel numero di coppie e di conseguenza nell'altezza degli impulsi prodotti da fotoni monocromatici completamente assorbiti nel rivelatore.

Se le coppie sono create indipendentemente si potrebbe applicare la statistica di Poisson e la deviazione standard della distribuzione N dovrebbe essere la radice quadrata di N .

In realta' non si puo' applicare detta statistica perche' gli eventi sono tra loro correlati e allora la deviazione standard viene corretta nella radice quadrata di $F*N$ dove F e' il fattore di Fano.

Si puo' dimostrare che il contributo all'ampiezza del picco sotto esame risulta essere $w_i = 2.355 (F * E_{\gamma} * W)^{1/2}$. Il fattore di Fano non e' facilmente calcolabile esso viene determinato sperimentalmente.

La buona risoluzione di questi materiali dipende pertanto dal fatto che il relativo F e' piccolo

Completamento del processo di raccolta delle cariche generate

Come già detto il contributo all'allargamento del picco deriva anche dalla perdita delle cariche prodotte nella fase di raccolta. Il principale responsabile della non completa raccolta degli elettroni e delle lacune risulta essere il fenomeno dell'intrappolamento delle cariche.

L'intrappolamento avviene quando una carica viene intrappolata in uno degli stati energetici generati dalla presenza di impurità o di imperfezioni del cristallo. Il rilascio delle cariche intrappolate avviene solo in seguito a ulteriori eccitazioni del cristallo. Il tempo medio dell'intrappolamento dipende dal livello energetico, dalla temperatura e dal campo elettrico applicato. I primi due parametri dipendono dalle caratteristiche fisiche dei cristalli. L'ultimo parametro al contrario risulta essere un parametro regolabile.

Di norma si regola l'alta tensione subito al di sotto della scarica. L'intrappolamento è pertanto responsabile sia della perdita completa di carica che del rallentamento della raccolta delle stesse. La perdita di carica crea una caratteristica asimmetria nella parte a bassa energia del picco.

L'intrappolamento dipende altresì dalla non perfetta uniformità del campo elettrico nei vari punti del cristallo. I fabbricanti di rivelatori hanno sviluppato metodi per la minimizzazione dell'influenza dell'intrappolamento sulla forma del picco.

Rumore elettronico

Ultima ma non meno importante fonte di allargamento dei picchi è il rumore elettronico che dipende principalmente dalla corrente di perdita del rivelatore e dalla sua capacità.

Table 2.2
 Typical detector sizes and resolutions from manufacturers' literature.

Type	Size		Resolution (keV)		
			5.9 keV	122 keV	1332 keV
Si(Li)	Area (cm ²)				
		0.12	0.16–0.17		
		0.28	0.17–0.18		
		0.80	0.18–0.19		
		2.0	0.22–0.25		
Ge planar ^a	Depth (cm)	Diameter (cm)			
			0.5	0.6	0.145
	0.5–1.0	1.0	0.24–0.18	0.57–0.49	
	0.5–1.0	1.6	0.29–0.20	0.59–0.50	
	0.5–1.3	2.5	0.46–0.30	0.72–0.54	
	1.0–1.5	5.1	0.62–0.54	0.77–0.72	
Ge coaxial n-type	Efficiency ^b (%)				
		10	0.66–0.74	0.8 –1.0	1.8–2.0
		20	0.69–0.79	0.85–1.0	1.8–2.0
		30	0.72–0.84	0.9 –1.0	1.9–2.2
Ge coaxial p-type		10		0.82–1.0	1.7–2.0
		20		0.85–1.1	1.8–2.0
		40		0.88–1.2	1.9–2.2
		50		0.95–1.2	2.1–2.5

^a The resolution ranges are given for the ranges in the depth and in the same order; that is, the resolution improves as the depth increases.

^b Efficiency at 25 cm relative to that of a 7.6-cm × 7.6-cm NaI(Tl) detector at the same distance.

Attualmente i rivelatori al silicio vengono prodotti nella geometrie planare, i rivelatori al germanio nelle geometrie coassiali open-end (Ge(Li)), nelle geometrie coassiali quelli di tipo p e di tipo n.

Una geometria well detector ad elevata efficienza e' prevista per scopi particolari.

Il campo elettrico nel rivelatore e' applicato attraverso contatti elettrici.

Detti contatti hanno spessori diversi e sono posizionati diversamente a seconda del tipo di rivelatore.

Il contatto per il tipo p e' sulla superficie esterna. Lo spessore di esso limita l'uso del rivelatore ad energie non inferiori a 40 keV.

Al contrario il contatto per il tipo n, sempre sulla superficie esterna, lo spessore e' sottile e il rivelatore al Ge e' utilizzabile fino ad energie di 5 keV.

In figura sono riportate le caratteristiche e le curve di efficienza per i vari tipi di rivelatore. Le differenze sono dovute al tipo, alle dimensioni dei rivelatori e alle differenti configurazioni di tipo p e tipo n.

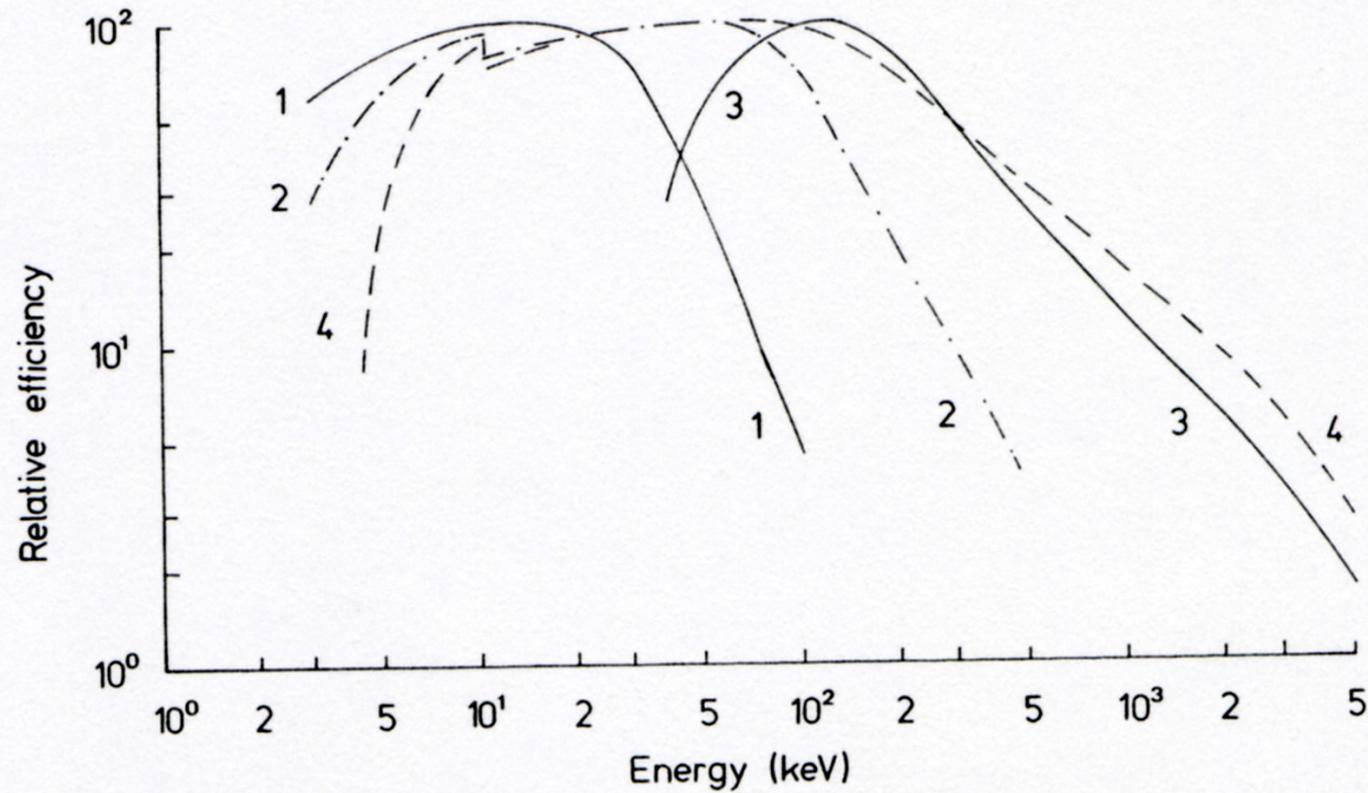


Fig. 2.3. Typical efficiency curves for (1) Si(Li); (2) p-type planar Ge; (3) Ge(Li) or p-type coaxial Ge; (4) n-type coaxial Ge detectors.

Table 2.1. Characteristics of EG&G ORTEC Photon Detectors.
(See Fig. 2.1 for Functional Drawings.)

Detector Series	Semiconductor Material	Detector Type and Geometry	Detector Element Window Thickness (Microns)	Useful Energy Range
GEM	p-Type High-Purity Germanium	Closed-End HPGe Coaxial	500-800	40 keV-10 MeV
GMX	n-Type High-Purity Germanium	Closed-End HPGe Coaxial	0.3	3 keV-10 MeV
GWL	p-Type High-Purity Germanium	HPGe Well	0.3	10 keV-10 MeV
GLI	Non-Temperature Cyclable Germanium	Closed-End Coaxial	500-1000	50 keV-10 MeV
GLP	p-Type High-Purity Germanium	Planar/LEPS	0.3	3 keV-1 MeV
SLP	Lithium-Drifted Silicon	Planar/LEPS	0.1	1 keV-60 keV

Table 2.3

Thicknesses of various window materials for semiconductor detectors and the photon transmission through them for normal incidence.

Material	Thickness		Transmission factor					
	(μm)	(inches)	1 keV	2 keV	5 keV	10 keV	20 keV	50 keV
Be	7.5	0.0003 ^a	0.45	0.91	0.994	0.999	1.000	1.000
	12.5	0.0005 ^a	0.27	0.85	0.990	0.999	0.999	1.000
	25	0.001 ^b	0.071	0.72	0.98	0.997	0.999	0.999
	50	0.002 ^c	0.005	0.52	0.96	0.994	0.998	0.999
	125	0.005 ^d	0.000	0.20	0.91	0.986	0.995	0.996
	250	0.010 ^e	0.000	0.038	0.83	0.97	0.990	0.993
	500	0.020 ^f	0.000	0.001	0.68	0.94	0.98	0.986
Al	25	0.001	0.000	0.000	0.28	0.84	0.98	0.998
	50	0.002	0.000	0.000	0.077	0.71	0.96	0.995
	125	0.005	0.000	0.000	0.002	0.42	0.89	0.988
	250	0.010	0.000	0.000	0.000	0.17	0.80	0.98
	500	0.020	0.000	0.000	0.000	0.03	0.63	0.95

^a Special order for Si(Li) with small diameter windows.

^b Standard for Si(Li) with windows of diameter ≤ 1 cm.

^c Standard for Si(Li) with windows of diameter ≥ 1 cm.

^d Standard for planar Ge detectors with windows of diameter ≤ 2 cm.

^e Standard for planar Ge detectors with windows of diameter of about 3 cm.

^f Standard on planar Ge detectors with windows of diameter ≥ 4 cm and n-type Ge coaxial detectors.

L'assemblaggio del rivelatore deve prevedere:

un sistema di raffreddamento

Il raffreddamento e' ottenuto con il montaggio del rivelatore all'estremita' di un cilindro di rame la cui estremita' e' immersa all'interno di un dewar pieno di azoto liquido

un vuoto di alta qualita'

Un vuoto di elevata qualita' risulta essere necessario allo scopo di minimizzare la raccolta di contaminanti sulla superficie del rivelatore che ne causerebbe la perdita' di prestazioni

un sistema di soppressione del trasferimento di calore

La temperatura interna del rivelatore e' 77 K. Allo scopo di evitare perdite di freddo dal rivelatore verso l'esterno risulta necessaria l'installazione di uno schermo contro il trasferimento di calore. Il vuoto evita la conduzione e la convezione mentre l'irraggiamento viene impedito da opportuni materiali riflettenti

un sistema di isolamento dalle vibrazioni esterne

Il non perfetto isolamento dalle vibrazioni esterne potrebbe causare impulsi indesiderati sullo spettro in misura

una finestra di entrata dei fotoni

Le finestre di entrata dei fotoni devono essere realizzate in modo tale da evitare quanto possibile l'attenuazione dei fotoni stessi. Vengono di solito utilizzate finestre di Al o di Be

L'efficienza

L'efficienza viene comunemente indicata in termini di efficienza relativa a quella di un NaI(h=7,62cm diametro 7,62 cm con distanza sorgente rivelatore 25 cm).

Rapporto picco Compton

Il rapporto picco compton e' definito come il rapporto fra l'altezza massima del fotopicco a 1332 keV e la media della distribuzione Compton fra le energie 1040 e 1096 keV.

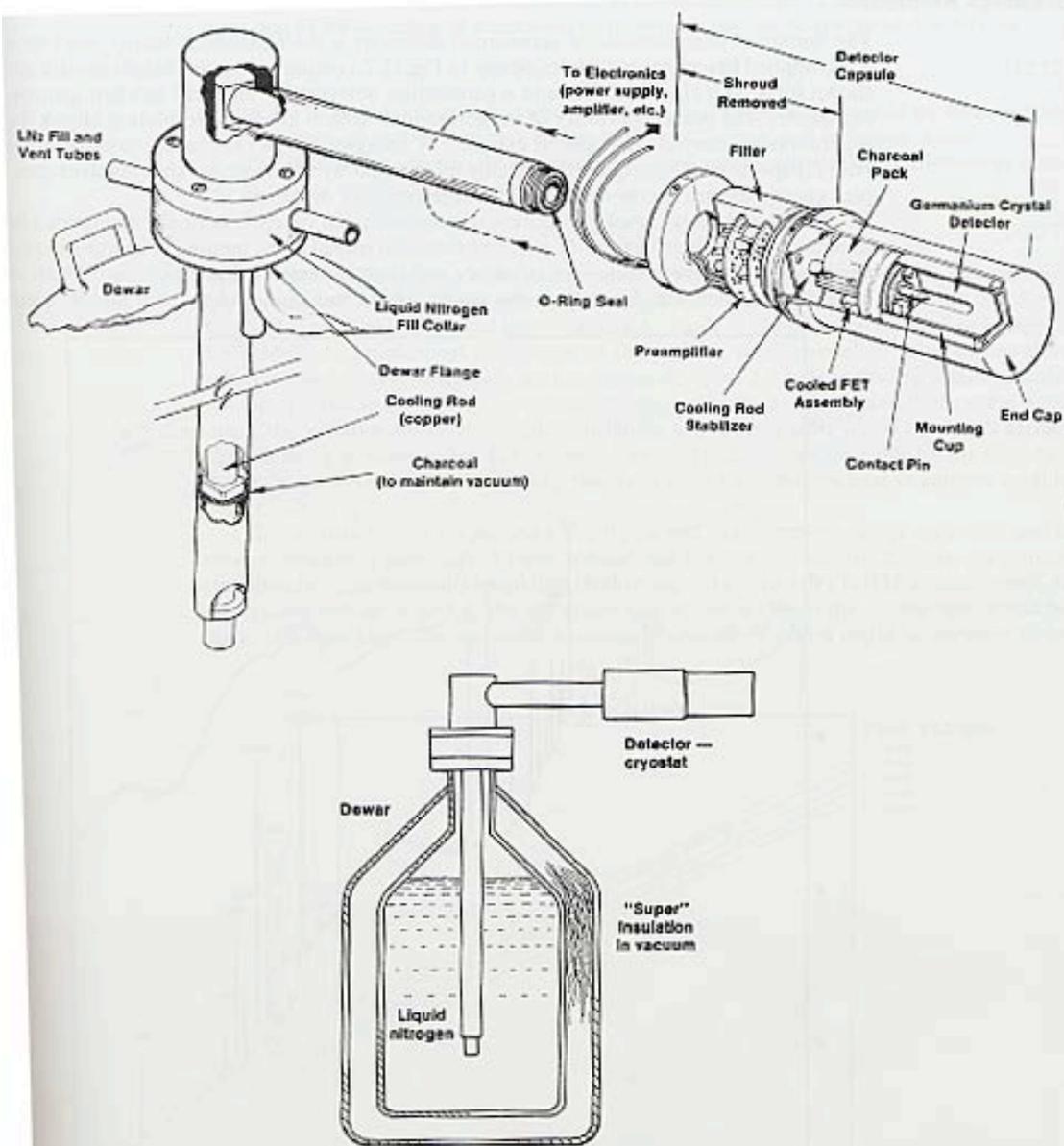


Figure 12.6 Diagram showing the location of a HPGe detector within its vacuum capsule. In this design, the capsule can be connected, without using vacuum pumps, to a variety of cryostats or cryostat-dewar assemblies. The example shown is the common horizontal configuration of the cryostat above the liquid nitrogen dewar (see inset). (Courtesy of M. Martini, EG & G ORTEC, Oak Ridge, TN.)

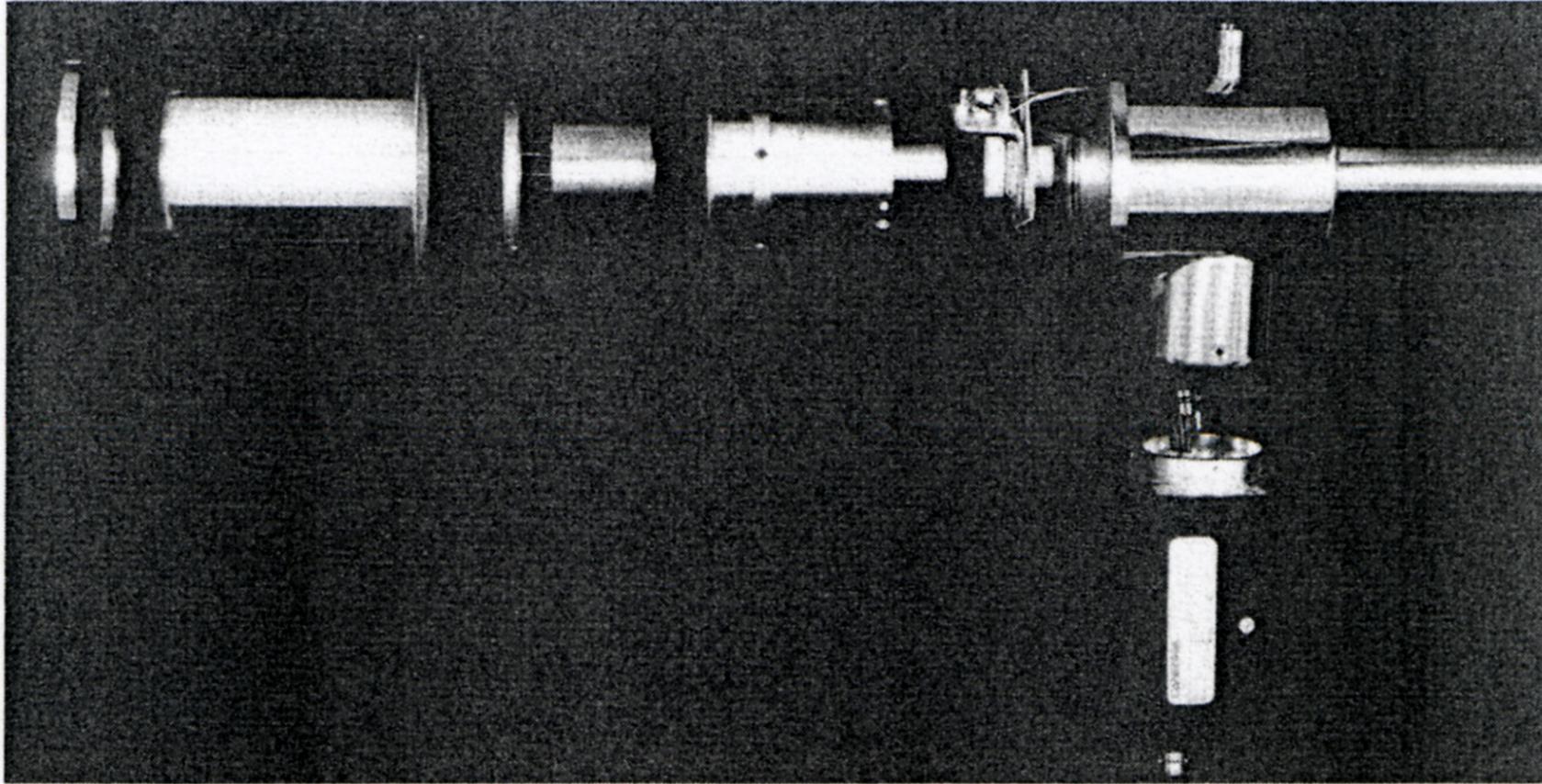
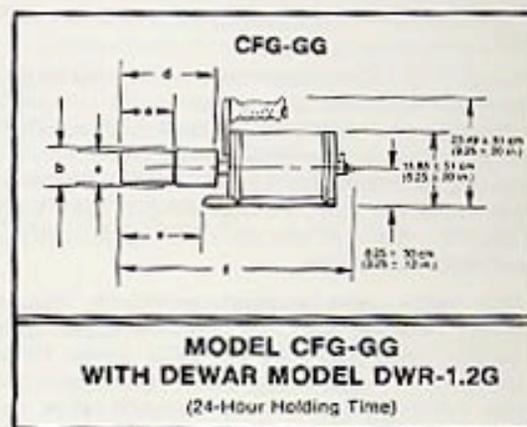
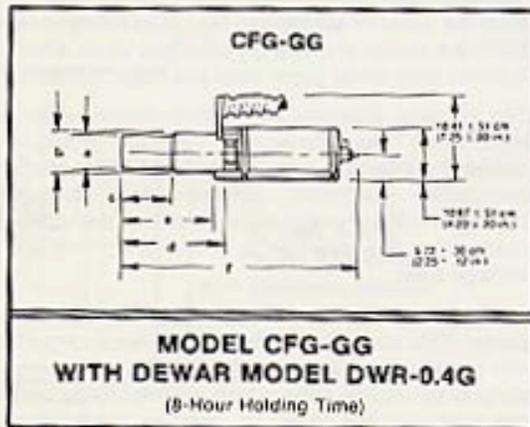
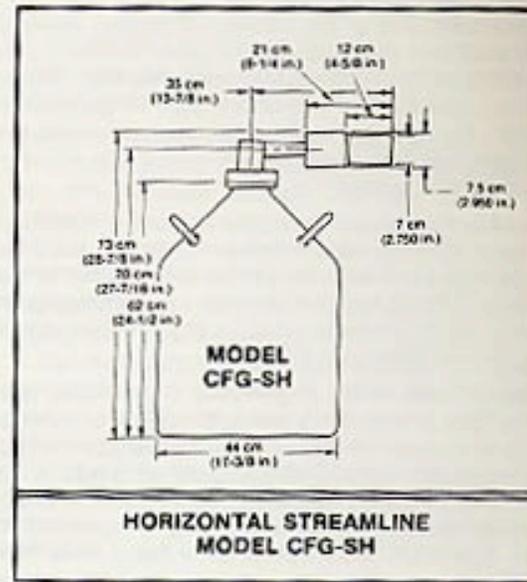
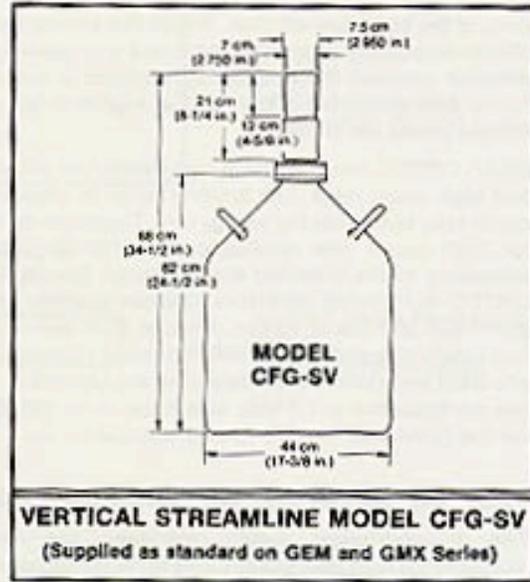
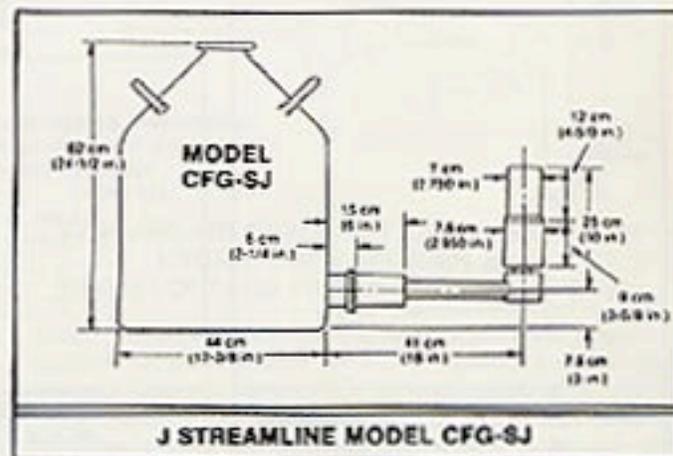
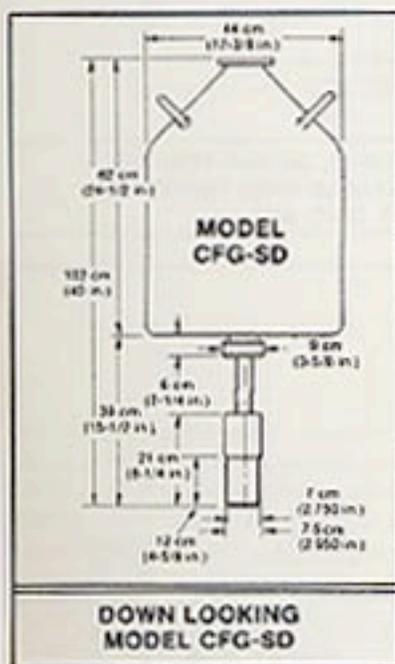
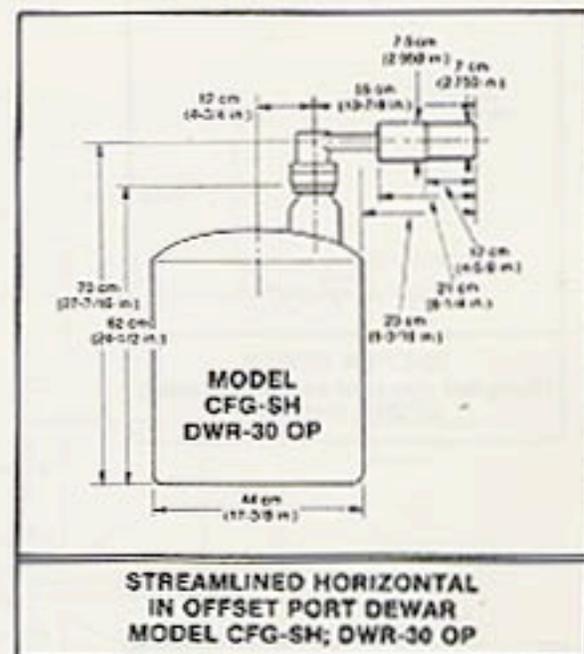
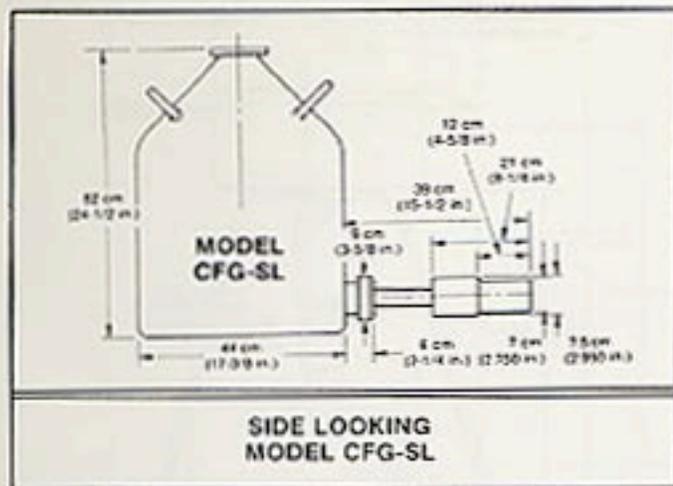


Fig. 2.5. Photograph of a disassembled Ge detector (by courtesy of Canberra Industries).

In figura sono illustrati i differenti tipi di criostato in commercio. Dette configurazioni sono state sviluppate sulla delle esigenze sperimentali.





Le caratteristiche finora discusse sono del tutto generali e applicabili in qualsiasi situazione.

Se si e' interessati a misure molto accurate bisognerà' tenere conto di alcuni effetti che influenzano l'altezza del picco e la sua posizione.

Oltre a dipendere dall'energia del fotone incidente e dal guadagno dell'elettronica il picco dipende anche dal cosiddetto effetto di incremento del campo e dalla variazione di raccolta della carica nel rivelatore.

Quando infatti un fotone interagisce con la materia viene prodotta una coppia elettrone lacuna, che viene raccolta per produrre un impulso.

Poiche' l'energia dell'elettrone primario potrebbe subire un'accelerazione o decelerazione si potrebbe avere un allargamento dell'ampiezza dell'impulso. Il cambiamento medio dell'energia cinetica dell'elettrone dipendera' pertanto dalla direzione media del cammino dell'elettrone rispetto alla direzione del campo elettrico.

D'altra parte sebbene la distribuzione angolare di fotoelettroni sara' pressoché isotropica a bassa energia, ad energie superiori a poche centinaia di keV sara' piccata in avanti.

Detto effetto potrebbe causare uno spostamento del picco fino a 0.25 keV. In realta' gli elettroni primari avranno una distribuzione e l'effetto medio sara' sicuramente inferiore a tale valore.

Anche la variazione della raccolta della carica influenza l'energia apparente del picco.

Le specifiche del rivelatore.

La risoluzione

La risoluzione di un rivelatore rappresenta la capacità di risolvere due picchi vicini. In fotografia per esempio e' la minima distanza che due linee possono avere ed essere considerate separate.

La larghezza del picco fotoelettrico a meta' altezza FWHM (Full Width at Half Maximum) e' la risoluzione del rivelatore. Va sempre indicata l'energia alla quale la risoluzione e' riferita.

Per rivelatori al Si(Li), planari e rivelatori al Ge tipo n si usa fare riferimento all'energia di 5.9keV (Fe-55).

Per rivelatori planari e al Ge di tipo n). si usa fare riferimento all'energia di 122 keV (Co-57)

Per rivelatori coassiali tipo p e Ge(Li) si usa fare riferimento all'energia di 1332 keV (Co-60)

La scelta del rivelatore

Nel momento in cui si decide di procedere all'acquisto di un rivelatore bisogna considerare le seguenti caratteristiche:

-materiale del rivelatore Si, Ge se di tipo p od n

-configurazione planare, coassiale, well done

-volume del rivelatore

-configurazione del cristallo

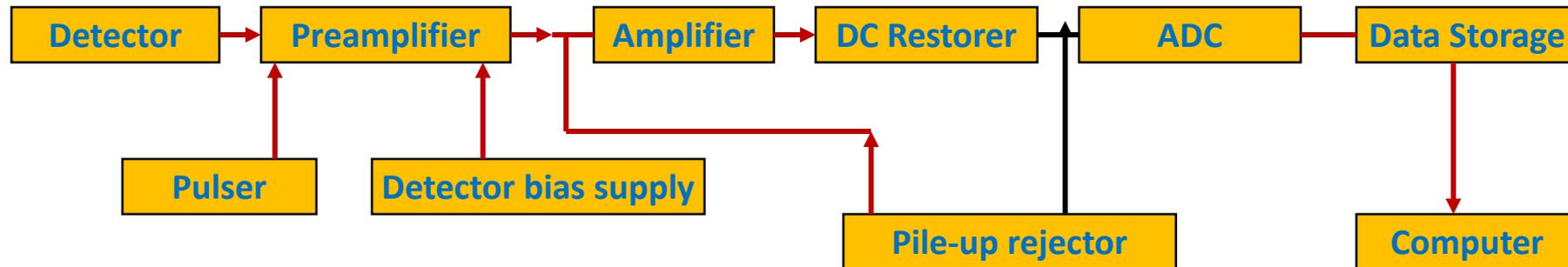
-spessore del materiale della finestra

-risoluzione

-rapporto picco compton.

La scelta di ciascuno di questi parametri sarà dettata dal tipo di problema da risolvere.

L'elettronica necessaria per un sistema di spettrometria e' costituita da un alimentatore ad alta tensione , preamplificatore, amplificatore, convertitore analogico digitale, memoria di massa per l'archiviazione dei dati e infine un computer per l'analisi quantitativa degli spettri.



Tensioni variabili fra centinaia di volt per piccoli rivelatori e 5000 volt per rivelatori di grandi dimensioni sono necessari per il corretto funzionamento di un rivelatore. Un sistema di sicurezza impedisce l'applicazione dell'alta tensione in caso di mancanza o insufficiente livello di azoto liquido.

Il preamplificatore fornisce un segnale proporzionale alla quantità di carica raccolta e se l'energia del fotone è stata completamente assorbita dovrebbe essere proporzionale all'energia del fotone stesso

L'amplificatore

L'amplificatore ha lo scopo di rendere i segnali provenienti dal preamplificatore effettivamente formati ed utilizzabili da un convertitore analogico digitale.

Le caratteristiche principali di un amplificatore per spettrometria sono la linearità, la forma dell'impulso di uscita, la stabilità del guadagno e il livello del rumore.

L'ampiezza massima negli attuali amplificatori è fra 7 e 10 volt

Gli amplificatori sono dotati di uscite unipolari e bipolari. Per ottimizzare il rapporto segnale rumore si usa l'uscita unipolare. Il parametro da tenere in considerazione è il cosiddetto shaping time constant che determina la larghezza dell'impulso e può variare fra 2 e 10 μs . La migliore risoluzione per il picco deriva da una costante di tempo più lunga in modo tale che il sistema possa mediare il rumore su un tempo più lungo. Ovviamente costanti di tempo più lunghe amplificano altre problematiche quali l'effetto somma.

Vale la pena ricordare che ad alti ratei di conteggio si deve usare una costante di tempo piu' corta.

Senza l'intervento di ulteriori circuiti elettronici l'impulso unipolare e' sufficientemente simmetrico con una coda negativa e un lungo ritorno allo zero.

A bassi ratei di conteggio l'impulso successivo arriva dopo il ritorno allo zero del precedente ma se il rateo cresce gli impulsi seguenti vedranno diminuite le loro altezze causando un degrado della risoluzione.

Questo problema e' stato risolto con la realizzazione del cosiddetto circuito di compensazione del pole-zero che rende possibile la riduzione della coda permettendo una buona risoluzione in presenza di ratei non troppo elevati.

Bisogna fare comunque attenzione a non sovracompensare il risultato finale negativo sarebbe lo stesso.

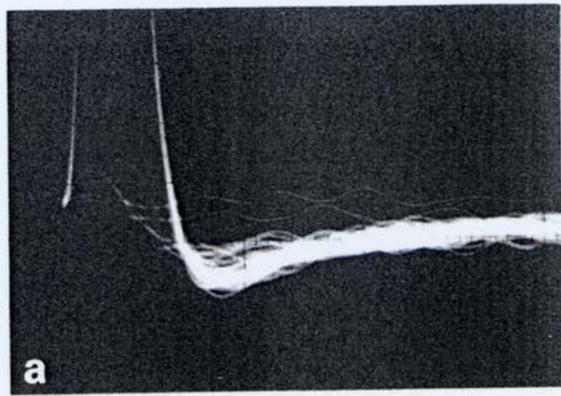
E' appena il caso di far notare che tale regolazione e' relativa al complesso rivelatore, amplificatore e preamplificatore.

A piu' alti ratei la variazione della linea di base puo' determinare anch'essa un peggioramento della risoluzione del sistema.

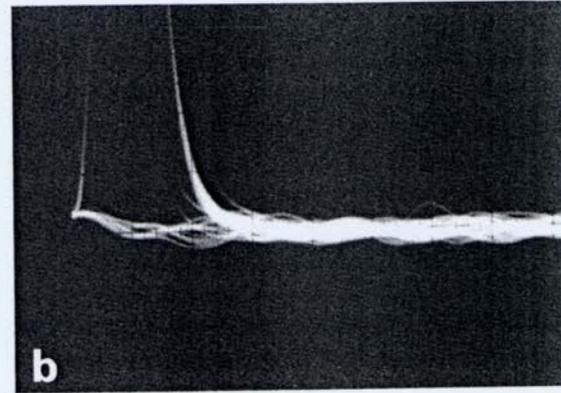
Questo problema viene eliminato per mezzo di opportuni circuiti elettronici (base line restorer).

Gli amplificatori devono altresì essere stabili: una piccola variazione del guadagno potrebbe causare distorsioni nello spettro in particolare se l'analisi viene effettuata con metodi automatici.

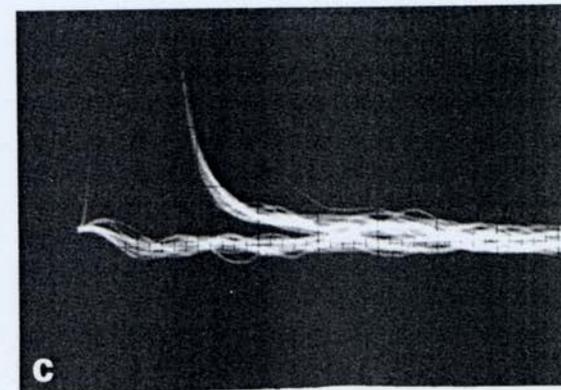
Devono altresì essere stabili in funzione della temperatura.



a



b



c

Fig. 2.10. Amplifier output pulses for various adjustments of the pole-zero cancellation circuit: (a) undercompensated; (b) optimum adjustment; (c) overcompensated.

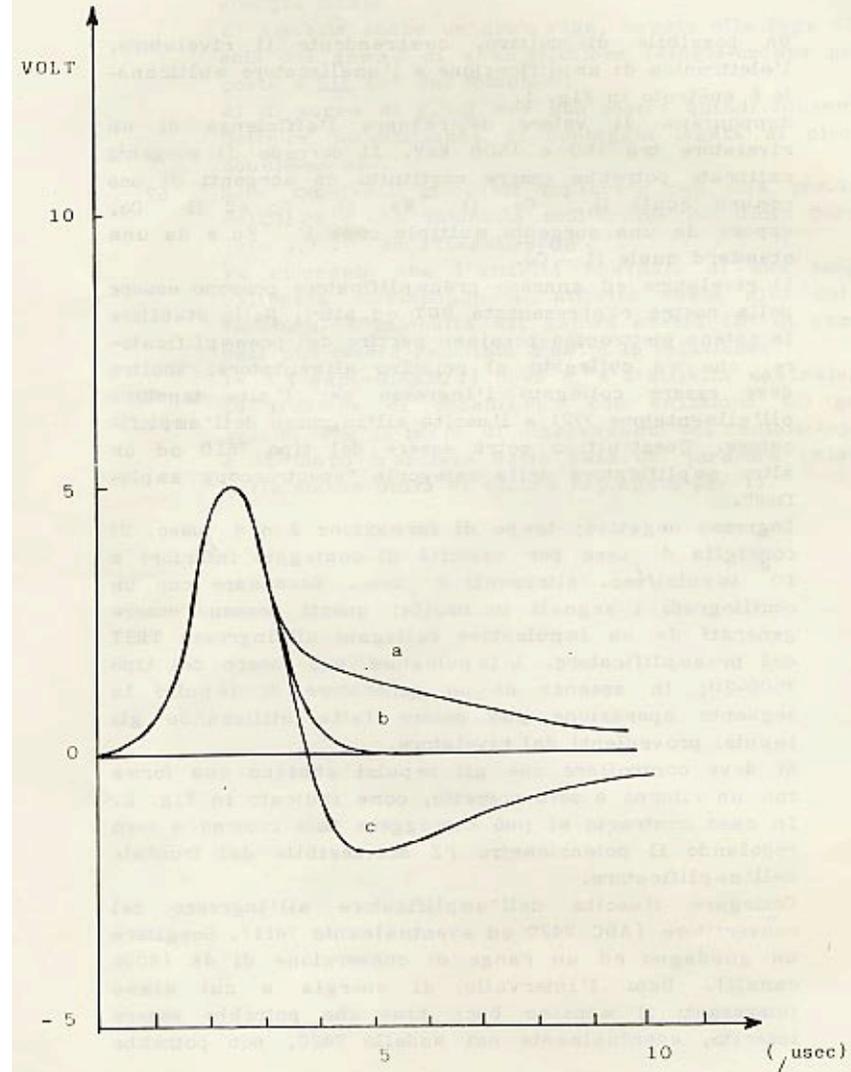


Fig. 2 - La curva b mostra un impulso con un corretto ritorno a zero. Mentre a e c mostrano impulsi sotto e sovra-compensati

ADC

Lo scopo principale della spettrometria X e γ e' la misura della distribuzione delle altezze degli impulsi.

Cio' viene effettuato a mezzo di un convertitore analogico digitale che converte l'uscita analogica dell'amplificatore in una quantita' digitale.

Gli impulsi di uscita dall'ADC devono essere immagazzinati in una matrice che da il numero complessivo dei conteggi in ciascun canale.

I moderni ADC arrivano fino a 16384 canali. Ma come vengono realizzati?

Si puo' anche operare in modo alternativo cioe' quando il segnale e' al massimo una tensione decresce linearmente fino allo zero.

Il tempo viene fermato quando quando il segnale raggiunge lo zero. In entrambi i casi il numero di impulsi di tempo rappresentano l'altezza dell'impulso del rivelatore e un evento viene registrato nel corrispondente canale. Entrambi questi ADC impiegano tempi sufficientemente lunghi per analizzare un impulso.

Un differente concetto di ADC e' basato su un metoto indipendente dall'altezza dell'impulso. Facciamo un esempio concreto perche' e' di immediata comprensione.

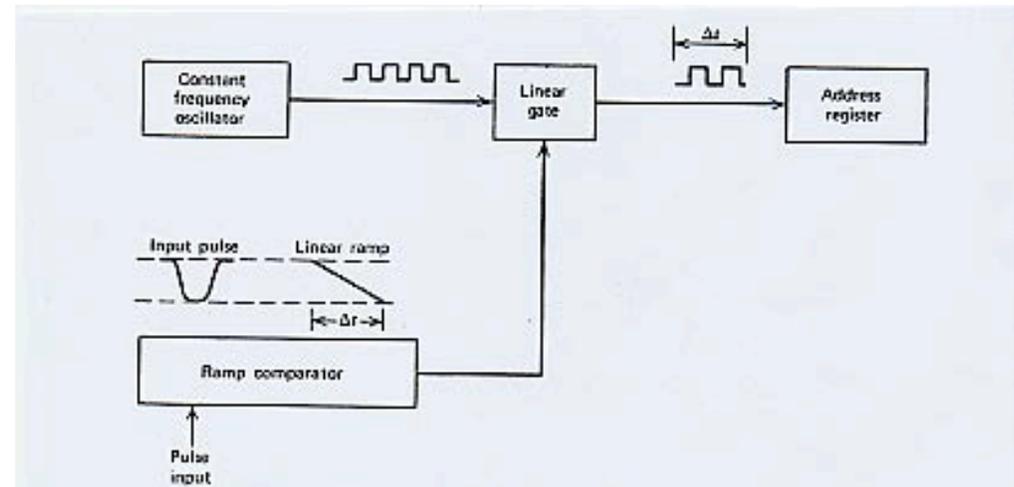


Figure 18.8 Block diagram of a linear ramp (Wilkinson type) ADC.

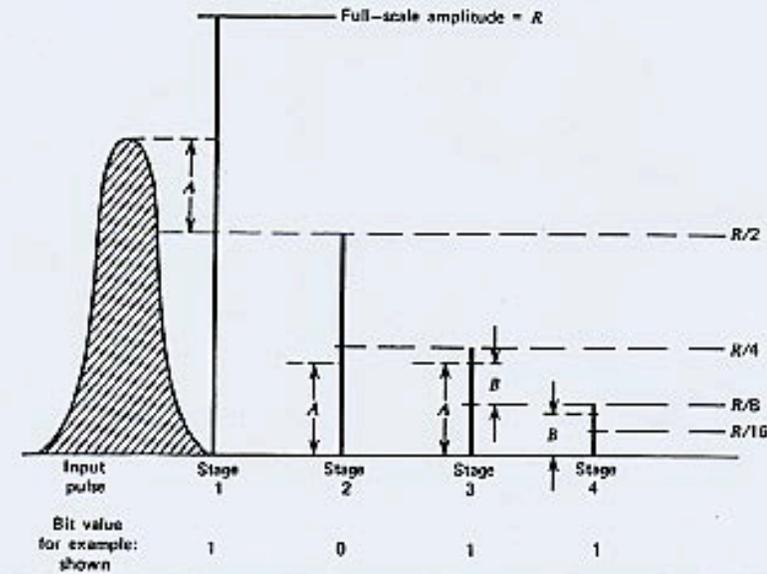


Figure 18.9 Illustration of the operational sequence for a successive approximation ADC. Four stages are shown which generate the four-bit word shown at the bottom as the digital output.

Supponiamo di avere a disposizione 1024 canali e che la tensione corrispondente al canale 1024 sia un impulso di 10.24 V. Supponiamo di avere un impulso di ingresso pari a 7.373 V

L'ADC opera nel seguente modo: il convertitore analogico digitale fa una operazione di paragone fra l'altezza dell'impulso e la metà dell'intero intervallo $10.24/2=5.12$ V ne trae la conclusione che l'impulso e' piu' grande .

Genera allora una tensione pari a $5.12V+5.12/2=7.68V$ e trae la conclusione che l'impulso e' piu' piccolo. Il circuito procede a incrementare e/o a decrementare la tensione di una quantita' un fattore 2 piu' piccolo a ciascun passaggio. Il procedimento ha termine quando l'incremento si riduce a un solo canale.

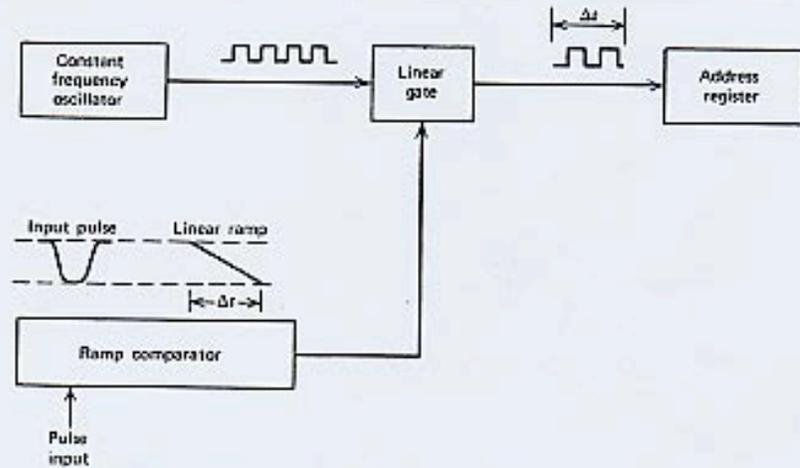


Figure 18.8 Block diagram of a linear ramp (Wilkinson type) ADC.

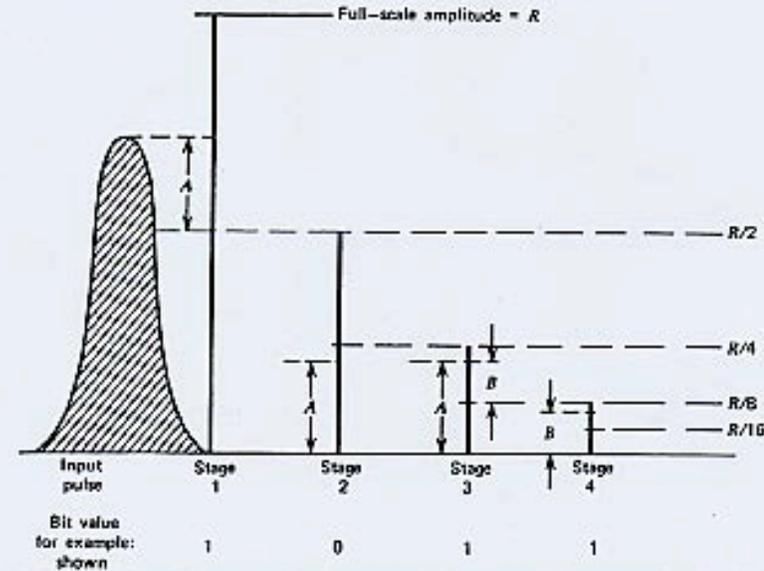


Figure 18.9 Illustration of the operational sequence for a successive approximation ADC. Four stages are shown which generate the four-bit word shown at the bottom as the digital output.

Da tutto cio' consegue che tutta l'operazione non e' dipendente dall'altezza dell'impulso.

Le piu' importanti caratteristiche di un ADC sono ovviamente la linearita' integrale, la linearita' differenziale e la stabilita' dello zero.

La linearita' integrale indica la deviazione della reale relazione energia canale da una funzione lineare tipo $E(x)=a_1+a_2x$ dove E e' l'energia, x e' il canale e a_1 ed a_2 due costanti.

Con i moderni ADC il problema non esiste.

E' sufficiente determinare la linearita' dell'intero sistema a mezzo di piccole sorgenti di calibrizioni.

Ovviamente la stabilità di un ADC e l'elettronica associata sono importanti ai fini della qualità del risultato ottenuto.

Ogni spostamento dello zero o della rampa dell'ADC possono distorcere in qualche modo lo spettro causando un notevole peggioramento della risoluzione.

Anche la durata della misura dipenderà dalla qualità dell'ADC.

Nel senso che quando l'ADC riceve un impulso non ne accetterà altri in ingresso finché non avrà analizzato completamente il primo.

Cioè è morto per la misura. Per determinare il reale rateo di eventi si deve effettuare una correzione per il cosiddetto tempo morto. Ciò viene effettuato per mezzo di un oscillatore che serve come orologio. Soltanto quando l'ADC non è occupato gli impulsi di clock vengono immagazzinati.

In tal modo il tempo di normalizzazione è un cosiddetto tempo vivo che tiene conto in parte di queste perdite.

Il metodo di misura sopra indicato non effettua correzione di perdite per pile-up

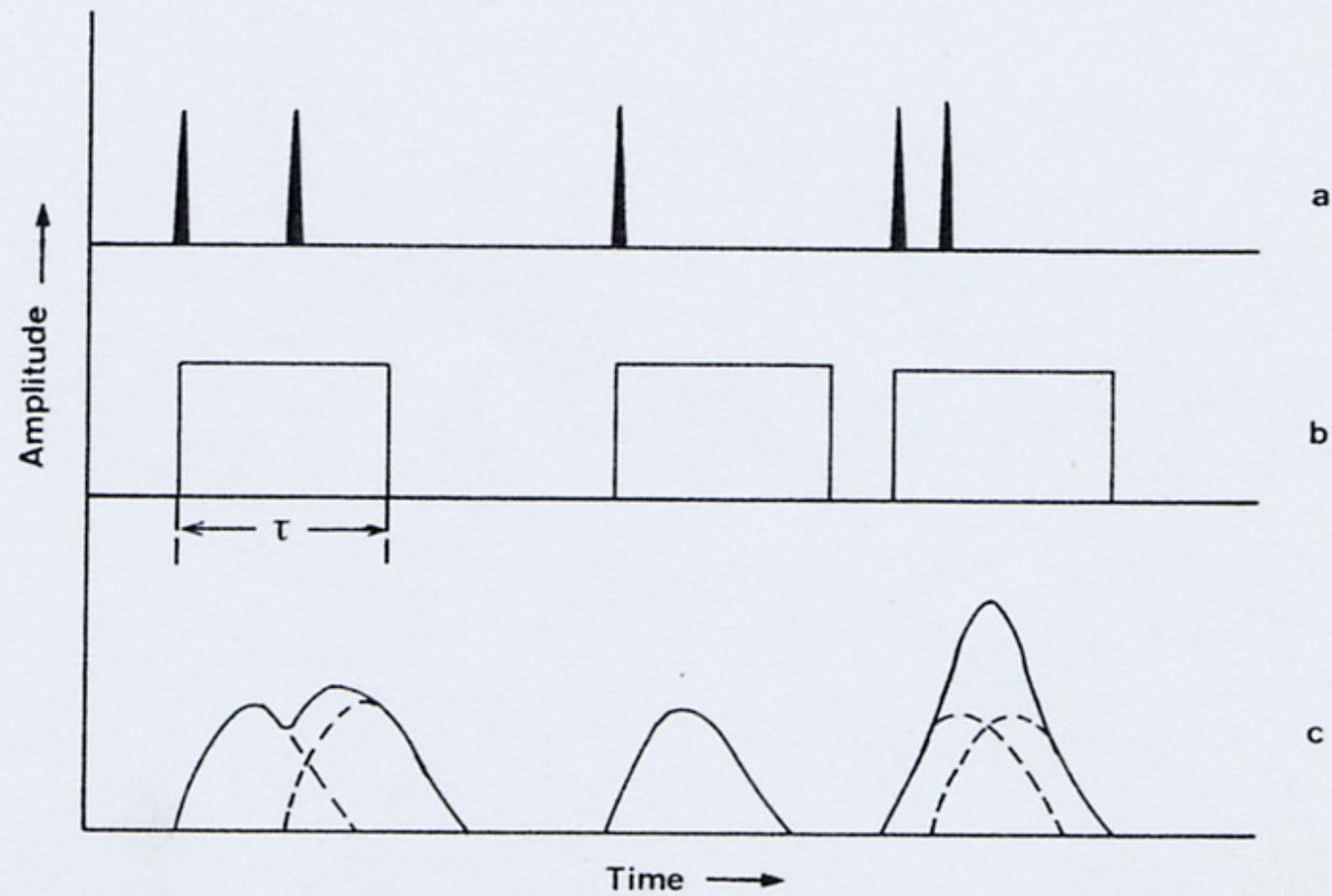


Fig. 4.28. Pulse trains (a) at the output of the detector; (b) at the output of a network producing a square wave of duration τ if initiated by a detector pulse; (c) at the output of an amplifier for a large time constant.

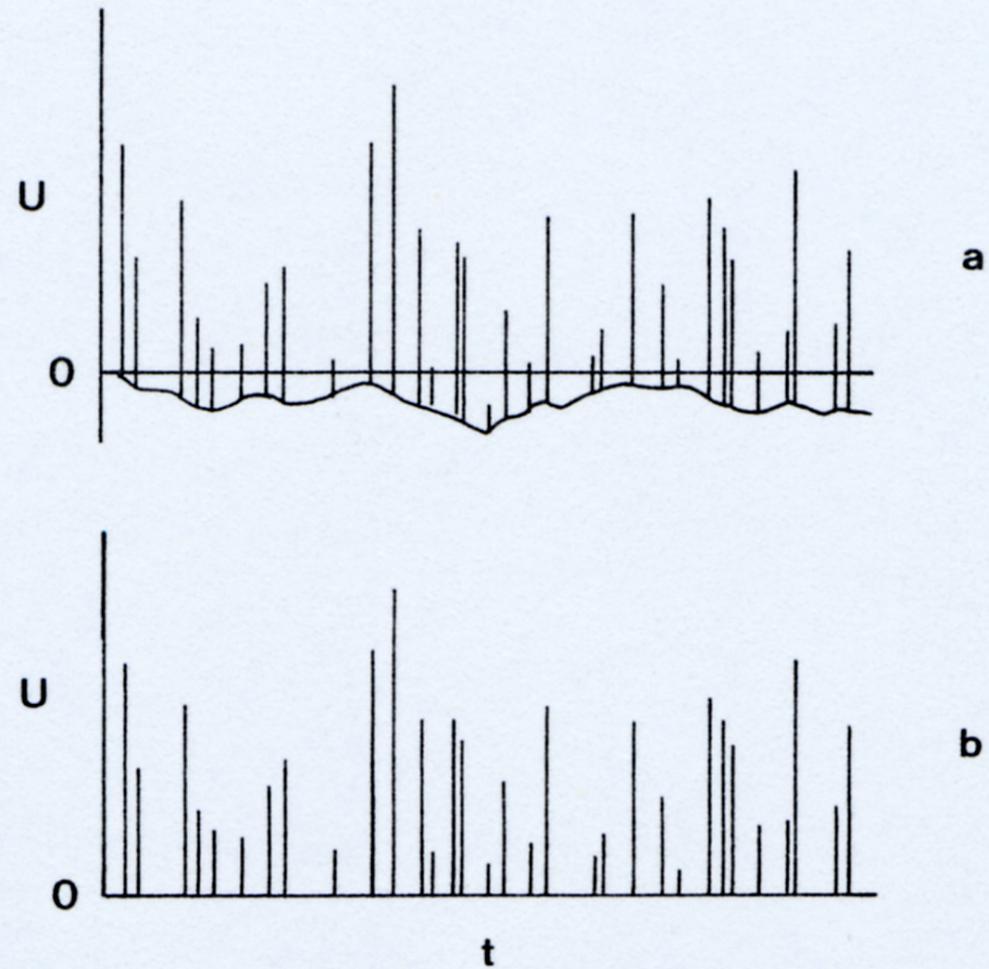


Fig. 2.11. Illustration of pulses and baseline voltage ($U =$ pulse height, $t =$ time): (a) without baseline restoration at high-pulse rate, (b) with baseline restoration.

Per ovviare al problema in maniera adeguata devono essere esaminate con attenzione le due cause principali di perdita di segnale

-il tempo di risalita lento di alcuni impulsi a causa di effetti nel rivelatore.

- la vicinanza di impulsi nel tempo (pile-up dell'amplificatore)

Il tempo di risalita dipende dal punto dove l'energia viene ceduta. In particolare se parte dell'energia e' depositata in una zona con piccolo gradiente di tensione la raccolta della carica sara' piu' lunga dell'usuale e di conseguenza i picchi avranno una coda a bassa energia. Le misure ad alti ratei hanno problemi di altro tipo. Alcuni impulsi possono sovrapporsi o addirittura sommarsi. Tutto cio' non aggiunge informazione utile causa soltanto un aumento del fondo continuo.

Tali impulsi andrebbero eliminati e questo viene effettuato con opportuni circuiti elettronici.

All'aumentare ulteriore del rateo di conteggio la percentuale di sovrapposizione puo' aumentare e la maggior parte degli impulsi potrebbero venire rigettati.

Allo scopo di utilizzare uno spettrometro γ per misure sia qualitative che quantitative di concentrazione di nuclidi radioattivi in diverse matrici e' necessario provvedere alla calibrazione della strumentazione con sorgenti di radiazioni calibrate.

Si distinguono due gruppi principali di sorgenti:

- sorgenti che contengono materiali radioattivi**
- sorgenti che emettono fotoni quando irraggiate da una radiazione esterna**

Soffermiamoci per il momento sulle prime. Tali sorgenti possono essere puntiformi e/o di varie forme e/o dimensione e/o densita'.

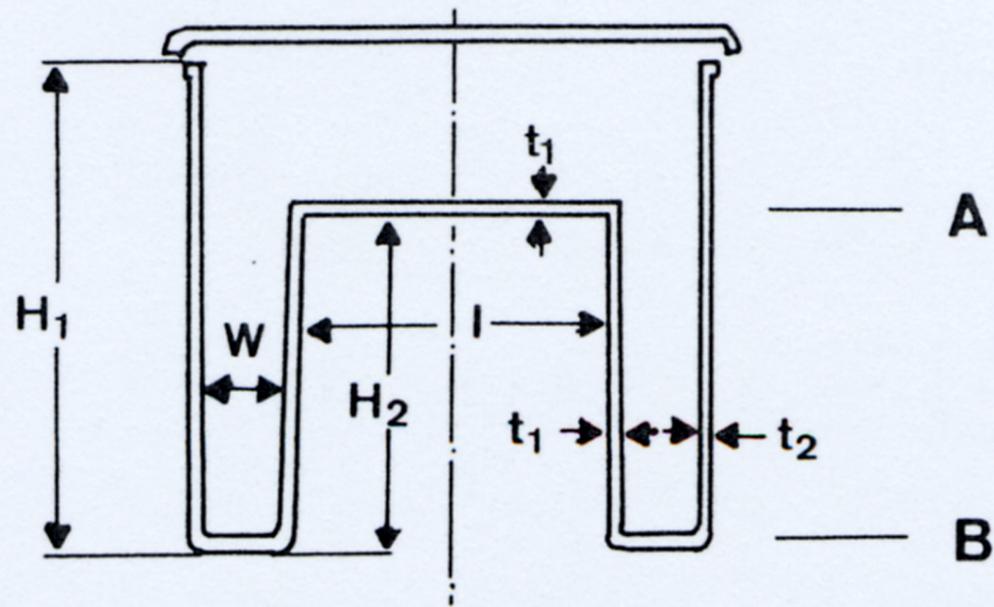
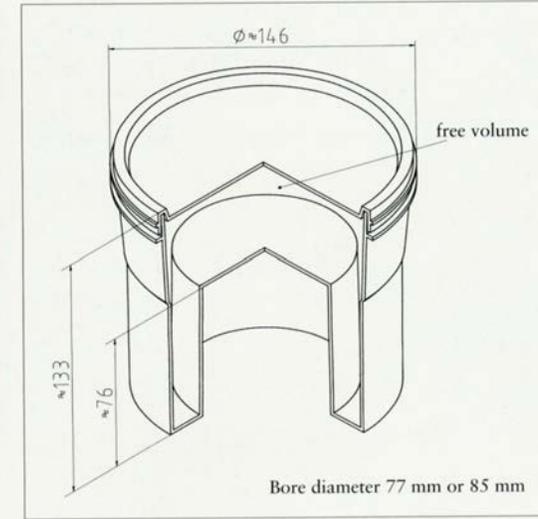
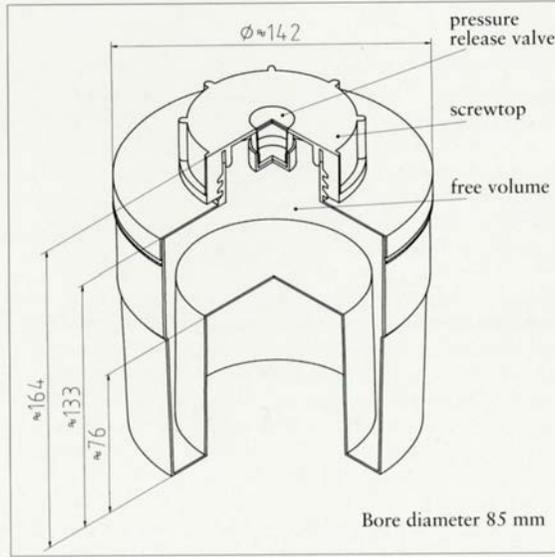
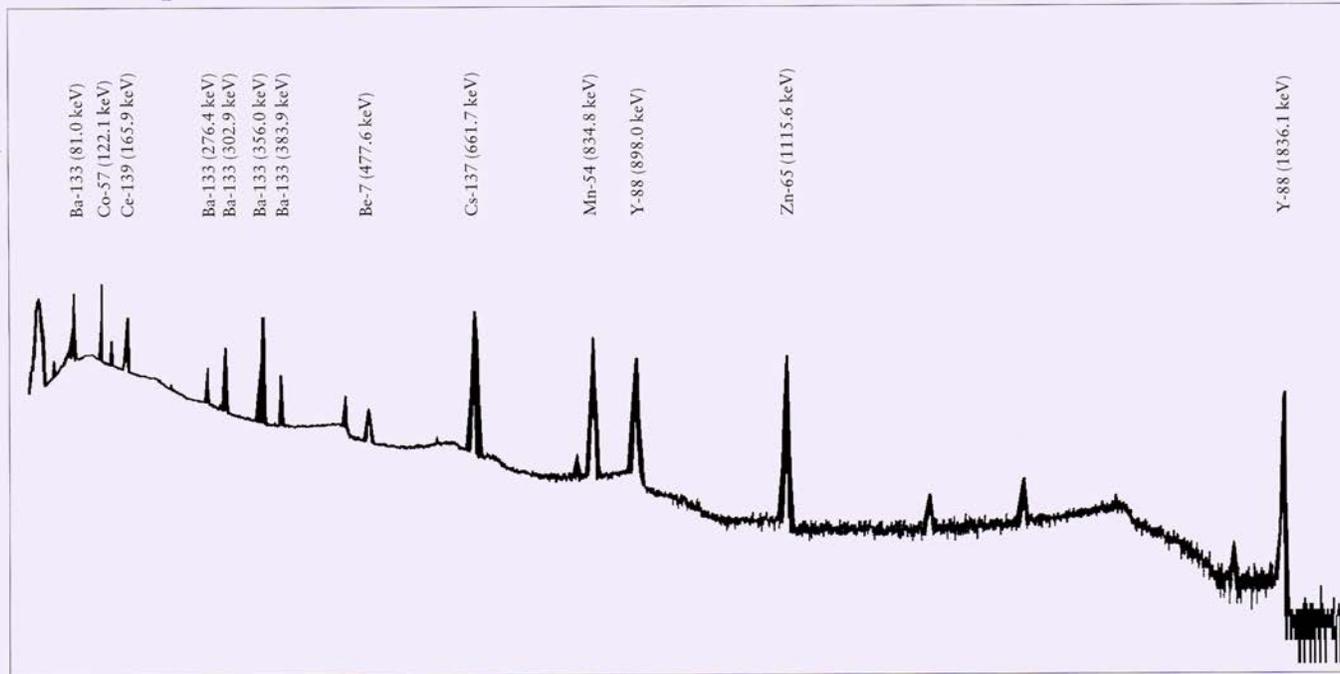


Fig. 2.19. Standard reentrant beaker according to IEC (1981). $H_1 = 150$ mm; $H_2 = 100.0$ mm; $I = 119.2$ mm at level A, increasing to 120.0 mm at level B, $W = 15.6$ mm at level A, decreasing to 14.8 mm at level B; $t_1 = 1.9$ mm; $t_2 = 2.0$ mm.

Geometry Gamma Reference Sources



Gamma spectrum of NG1



Gamma Reference Sources

Point and Tube-Type Sources



Source Sets - Nuclides and Activities

Nuclide	37 kBq source set	370 kBq source set
Am-241	37 kBq	370 kBq
Ba-133	37 kBq	370 kBq
Cs-137	37 kBq	370 kBq
Co-57	37 kBq	370 kBq
Co-60	37 kBq	370 kBq
Hg-203	74 kBq	740 kBq
Mn-54	37 kBq	370 kBq
Na-22	37 kBq	370 kBq
Y-88	37 kBq	370 kBq
Product code for set with Amersham Certificate	QCR 311	QCR 31
Product code for set with DKD Certificate	QCR 3110	QCR 310

Single Sources - Nuclides and Activities

Nuclide	Activity	Overall uncertainty	Product code (Amersham certificate)	Product code (DKD certificate)
Am-241	37 kBq	± 4%	AMR 1121	AMR 1122
	370 kBq	± 4%	AMR 1151	AMR 1152
Ba-133	37 kBq	± 5%	BDR 1121	BDR 1122
	370 kBq	± 5%	BDR 1151	BDR 1152
Cd-109	370 kBq	± 6%	CUR 1151	CUR 1152
Cs-137	37 kBq	± 4%	CDR 1121	CDR 1122
	370 kBq	± 4%	CDR 1151	CDR 1152
Co-57	37 kBq	± 4%	CTR 1121	CTR 1122
	370 kBq	± 4%	CTR 1151	CTR 1152
Co-60	37 kBq	± 4%	CKR 1121	CKR 1122
	370 kBq	± 4%	CKR 1151	CKR 1152
Eu-152	37 kBq	± 5%	EFR 1121	EFR 1122
	370 kBq	± 5%	EFR 1151	EFR 1152
Hg-203	74 kBq	± 6%	MBR 1221	MBR 1222
	740 kBq	± 6%	MBR 1251	MBR 1252
Mn-54	37 kBq	± 5%	MFR 1121	MFR 1122
	370 kBq	± 4%	MFR 1151	MFR 1152
Na-22	37 kBq	± 4%	SKR 1121	SKR 1122
	370 kBq	± 4%	SKR 1151	SKR 1152
Y-88	37 kBq	± 4%	YER 1121	YER 1122
	370 kBq	± 4%	YER 1151	YER 1152

Wide Area Reference Sources

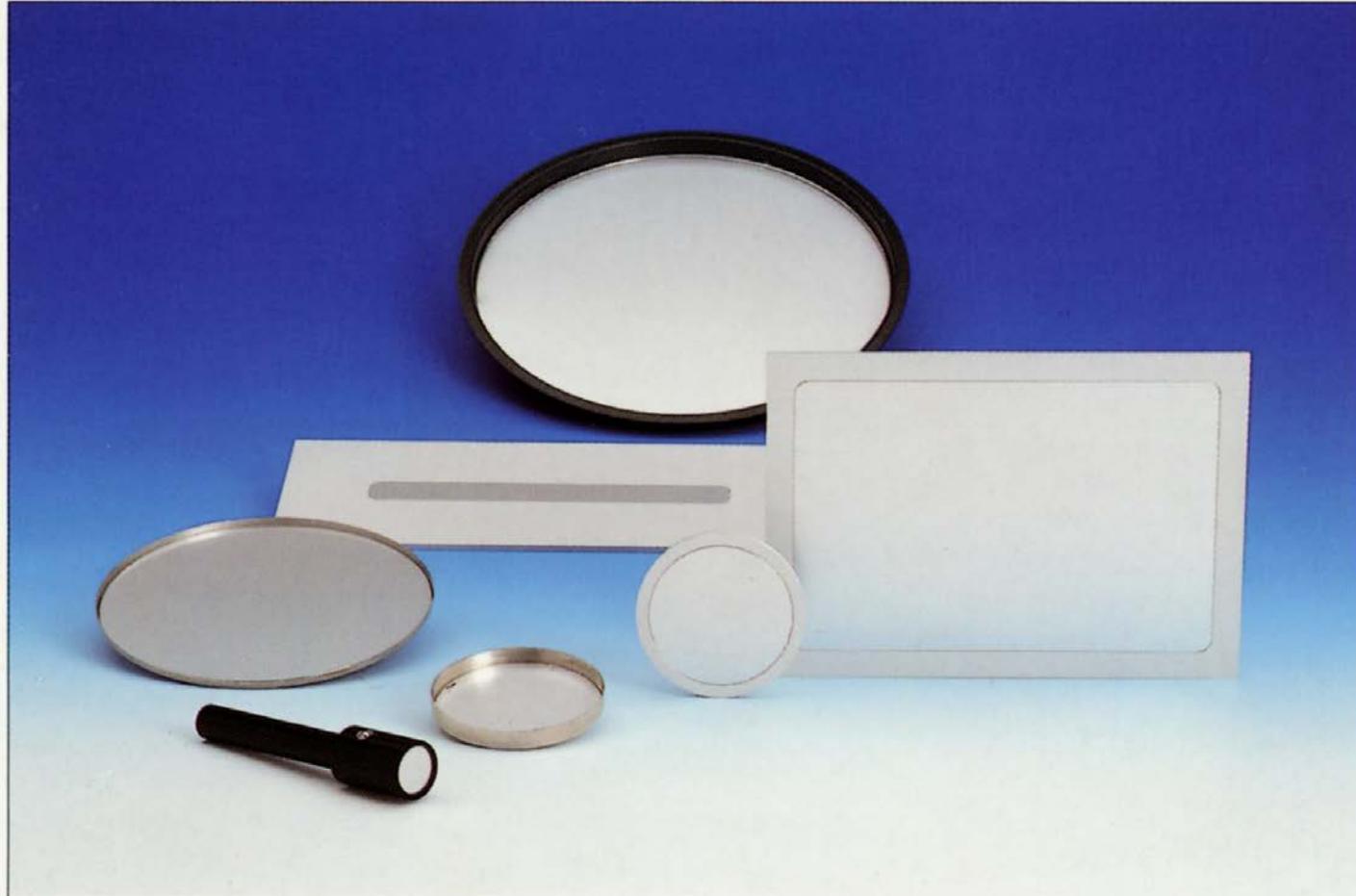


Table 12.2 Decay Data for Radionuclides Used as Efficiency Standards

Nuclide	$T_{1/2}$	E (keV)	I^a (%)	$\Delta I/I^b$ (%)
^{22}Na	2.60 y	1274.5	99.95	0.0
^{24}Na	15.0 h	1368.5	100.0	0.0
		2754.0	99.85	0.0
^{46}Sc	83.7 d	889.2	99.98	0.0
		1120.5	99.99	0.0
^{54}Mn	312.5 d	834.8	99.98	0.0
^{57}Co	272 d	14.4	9.6	1.0
		122.1	85.6	0.3
^{60}Co	5.27 y	1173.2	99.88	0.0
		1332.5	99.98	0.0
^{85}Sr	64.8 d	13.4	50.7	1.5
		514.0	99.28	0.0
^{88}Y	106.6 d	14.2	52.5	1.5
		1836.1	99.4	0.2
^{95}Nb	35.15 d	765.8	99.80	0.0
^{113}Sn	115.2 d	24.1	79.5	2.0
^{131}I	8.02 d	364.5	82.4	0.5
^{134}Cs	2.06 y	604.6	97.5	0.2
^{137}Cs	30.0 y	31.8/32.2	5.64	2.0
		661.6	85.3	0.4
^{139}Ce	137.6 d	33.0/33.4	64.1	2.0
		165.8	80.0	0.4
^{141}Ce	32.5 d	35.6/36.0	12.6	2.0
		145.5	48.4	0.9
^{140}La	40.27 h	1596.6	95.6	0.3
^{198}Au	2.696 d	411.8	95.53	0.1
^{203}Hg	46.6 d	70.8/72.9	10.1	1.5
		279.2	81.3	0.2
^{241}Am	432 y	59.5	36.0	1.0

^a I : Gamma-ray photon yield per disintegration.

^b $\Delta I/I$: Uncertainty in yield figure.

Note: Only those gamma-ray lines are listed for which the yield uncertainty is 2.0% or less. Some of these nuclides emit other gamma rays in addition to those shown.

Source: Debertin et al.⁷⁹

Table 12.4 Multiple Gamma Rays Emitted in the Decay of ^{152}Eu

Energy (keV)	Relative Intensity
121.8	141. \pm 4. ^a
244.7	36.6 \pm 1.1
344.3	127.2 \pm 1.3
367.8	4.19 \pm 0.04
411.1	10.71 \pm 0.11
444.0	15.00 \pm 0.15
488.7	1.984 \pm 0.023
586.3	2.24 \pm 0.05
678.6	2.296 \pm 0.028
688.7	4.12 \pm 0.04
778.9	62.6 \pm 0.6
867.4	20.54 \pm 0.21
964.0	70.4 \pm 0.7
1005.1	3.57 \pm 0.07
1085.8	48.7 \pm 0.5
1089.7	8.26 \pm 0.09 ^b
1112.1	65.0 \pm 0.7
1212.9	6.67 \pm 0.07
1299.1	7.76 \pm 0.08
1408.0	100.0 \pm 1.0 ^c
1457.6	2.52 \pm 0.09

^aIn order to use this line, no ^{154}Eu should be present.

^bNot intended for use in calibrations because of the proximity to the more intense nearby energy.

^cThe absolute yield of this line is 0.2101 per decay.⁴³

Source: Data taken from Gehrke et al.⁴²

Table 12.3 Gamma Rays Emitted by ^{226}Ra in Equilibrium with its Daughters^a

Isotope	Gamma-Ray Energy (keV)	Relative Intensity
^{226}Ra	186.211 ± 0.010	9.00 ± 0.10
^{214}Pb	241.981 ± 0.008	16.05 ± 0.19
^{214}Pb	295.213 ± 0.008	42.01 ± 0.53
^{214}Pb	351.921 ± 0.008	80.42 ± 0.81
^{214}Bi	609.312 ± 0.007	100 ± 0.92
^{214}Bi	768.356 ± 0.010	10.90 ± 0.15
^{214}Bi	934.061 ± 0.012	6.93 ± 0.10
^{214}Bi	1120.287 ± 0.010	32.72 ± 0.39
^{214}Bi	1238.110 ± 0.012	12.94 ± 0.17
^{214}Bi	1377.669 ± 0.012	8.87 ± 0.15
^{214}Bi	1509.228 ± 0.015	4.78 ± 0.09
^{214}Bi	1729.595 ± 0.015	6.29 ± 0.10
^{214}Bi	1764.494 ± 0.014	34.23 ± 0.44
^{214}Bi	1847.420 ± 0.025	4.52 ± 0.09
^{214}Bi	2118.551 ± 0.030	2.53 ± 0.05
^{214}Bi	2204.215 ± 0.040	10.77 ± 0.20
^{214}Bi	2447.860 ± 0.100	3.32 ± 0.08

^aOnly the strongest transitions are shown. Energies are measured relative to an assumed 411.794 keV gamma ray from ^{198}Au . Quoted errors do not include any error contribution from this reference standard.

Source: Zobel et al.⁵⁵

Efficienza geometrica ε

L'efficienza geometrica ε e' definita come il rapporto fra il numero di conteggi al secondo misurati dal rivelatore e il numero di fotoni di una determinata energia emessi dalla sorgente di calibrazione.

Sulla base della definizione

$\varepsilon = \text{cps} / A * \text{abb}$, dove A e' l'attivita della sorgente e abb rappresenta il numero dei fotoni di quella determinata energia per 100 disintegrazioni, vengono costruite una famiglia di curve funzione del tipo di sorgente, della densita' della matrice in cui la sorgente e' distribuita e della distanza sorgente rivelatore.

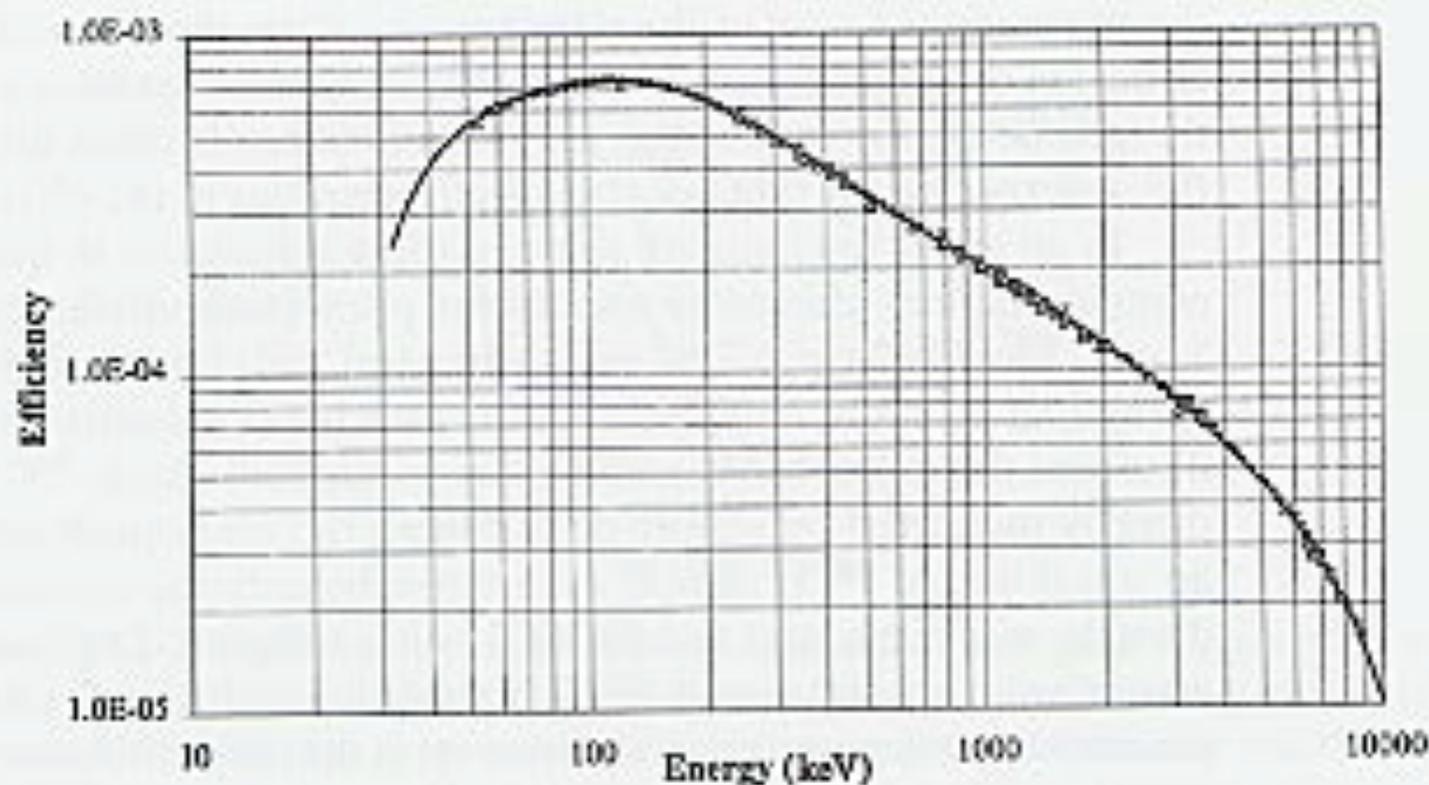


Figure 12.31 The points shown are measured full-energy peak efficiency values for a 25% relative efficiency *n*-type germanium detector. The cryostat had a 0.5 mm thick aluminum entrance window. The points at lower energies were obtained using standard radioisotope calibration sources, whereas neutron-induced capture gamma rays provided the upper energy values. The solid line is a 9-parameter analytical fit to all the points using a function of the form given in Eq. (12.32). (From Kis et al.⁸⁹)

E' appena il caso di notare che a seconda del tipo di matrice da esaminare e' necessario utilizzare una sorgente di calibrazione diluita nella stessa matrice allo scopo di compensare automaticamente le diverse forme di geometria e densita'. In fase di calibrazione e' pertanto necessario prendere la decisione sul tipo di geometria che verra' usata per le misure successive e sulla distanza da utilizzare soppesando opportunamente i vantaggi e gli svantaggi.

Piccola distanza sorgente rivelatore

Vantaggi

- maggior numero di conteggi e pertanto minore influenza del fondo ambientale**
- tempo di misura piu' corto a parita' di conteggi nel picco ovvero per una determinata incertezza desiderata ovvero per un maggior numero di conteggi a parita' di tempo di misura.**
- possibilita' di usare una sorgente piu' piccola in modo da ridurre le correzioni per l'attenuazione**
- riduzione dell'attenuazione dell'aria importante per energie < 10 keV.**

Grande distanza sorgente rivelatore

Vantaggi

- piu' piccolo effetto di picchi somma**
- meno sensibilita' dell'efficienza di rivelazione per piccoli cambiamenti di posizione e di forma della sorgente.**

Un compromesso dovra' essere effettuato quando si affrontera' il caso reale. Nel prendere le decisioni bisognera' comunque sempre tenere conto preventivamente dello spettro di fondo.

Di seguito viene riportata una tabella nella quale sono indicati I radionuclidi del fondo ambientale senza schermatura e con schermatura.

Table 2.9

Count rates in the peaks of a background spectrum obtained with a high-purity germanium detector ($\epsilon_r = 25\%$): (a) without shielding; (b) with the whole detector assembly (including dewar) shielded by lead 5-cm thick.

E (keV)	Origin of photons	Count rate (10^{-3} s^{-1})	
		a	b
32.2	Ba x	650	
36.4	Ba x	160	
46.5	^{210}Pb (Ra)		20
63.3	^{234}Th		13
72.8/75.0	Pb x	888	26
85/87	Pb x	345	13
92.5	^{234}Th	190	19
129.1	^{228}Ac (Th)	65	
185.7	^{235}U		8
186.2	^{226}Ra	160	
209.3	^{228}Ac (Th)	105	
238.6	^{212}Pb (Th)	1122	10
241.0	^{224}Ra (Th)	100	
241.9	^{214}Pb (Ra)	155	3
270.2	^{228}Ac (Th)	110	
277.4	^{208}Tl (Th)	48	
295.2	^{214}Pb (Ra)	392	5
300.1	^{212}Pb (Th)	85	
327.6	^{228}Ac (Th)	71	
332.4	^{228}Ac (Th)	10	
338.3	^{228}Ac (Th)	250	
351.9	^{214}Pb (Ra)	702	10
409.5	^{228}Ac (Th)	44	
438.8	^{40}K Escape	17	
452.8	^{212}Bi (Th)	15	
463.0	^{228}Ac (Th)	90	
510.8	^{208}Tl (Th)	151	
511.0	Annihilation	111	56
562.3	^{228}Ac (Th)	17	
583.1	^{208}Tl (Th)	530	4
609.3	^{214}Bi (Ra)	678	10
661.7	^{137}Cs	14	
665.5	^{214}Bi (Ra)	20	
727.2	^{212}Bi (Th)	116	
755.2	^{228}Ac (Th)	13	
763.1	^{208}Tl (Th)	8	
768.4	^{214}Bi (Ra)	63	
772.2	^{228}Ac (Th)	19	
785.9	^{214}Pb (Ra)	32	
794.7	^{228}Ac (Th)	71	
806.2	^{214}Bi (Ra)	14	

Table 2.9 (continued)

E (keV)	Origin of photons	Count rate (10^{-3} s^{-1})	
		a	b
835.5	^{228}Ac (Th)	23	
840.0	^{228}Ac (Th)	19	
860.4	^{208}Tl (Th)	67	
904.5	^{228}Ac (Th)	10	
911.1	^{228}Ac (Th)	389	6
934.1	^{214}Bi (Ra)	40	
949.8	^{40}K Escape	25	
964.6	^{228}Ac (Th)	67	
969.1	^{228}Ac (Th)	223	3
1001.0	^{214}Pa (U)	10	1
1120.3	^{214}Bi (Ra)	179	5
1155.2	^{214}Bi (Ra)	18	
1173.2	^{60}Co		4
1238.1	^{214}Bi (Ra)	66	3
1281.0	^{214}Bi (Ra)	15	
1332.5	^{60}Co		3
1377.7	^{214}Bi (Ra)	45	2
1385.3	^{214}Bi (Ra)	11	
1401.5	^{214}Bi (Ra)	14	
1408.0	^{214}Bi (Ra)	27	
1460.8	^{40}K	2183	91
1495.8	^{228}Ac (Th)	10	
1509.3	^{214}Bi (Ra)	22	
1583.2	^{214}Bi (Ra)	13	
1588.0	^{228}Ac (Th)	30	1
1592.7	^{208}Tl Escape	46	4
1620.6	^{212}Bi (Th)	19	
1630.4	^{228}Ac (Th)	20	1
1661.3	^{214}Bi (Ra)	11	
1729.6	^{214}Bi (Ra)	30	2
1764.5	^{214}Bi (Ra)	156	10
1847.4	^{214}Bi (Ra)	21	1
2103.7	^{208}Tl Escape	54	5
2118.6	^{214}Bi (Ra)	12	1
2204.2	^{214}Bi (Ra)	45	3
2293.4	^{214}Bi (Ra)	4	
2447.9	^{214}Bi (Ra)	13	1
2614.7	^{208}Tl (Th)	352	30

Interazioni dei fotoni con la materia

La radiazione fotonica puo' interagire con la materia attraverso i tre ben noti processi di

Assorbimento fotoelettrico

Diffusione compton

Creazione di coppie

Nella figura viene riportato l'andamento del coefficiente lineare di attenuazione dei fotoni nel germanio

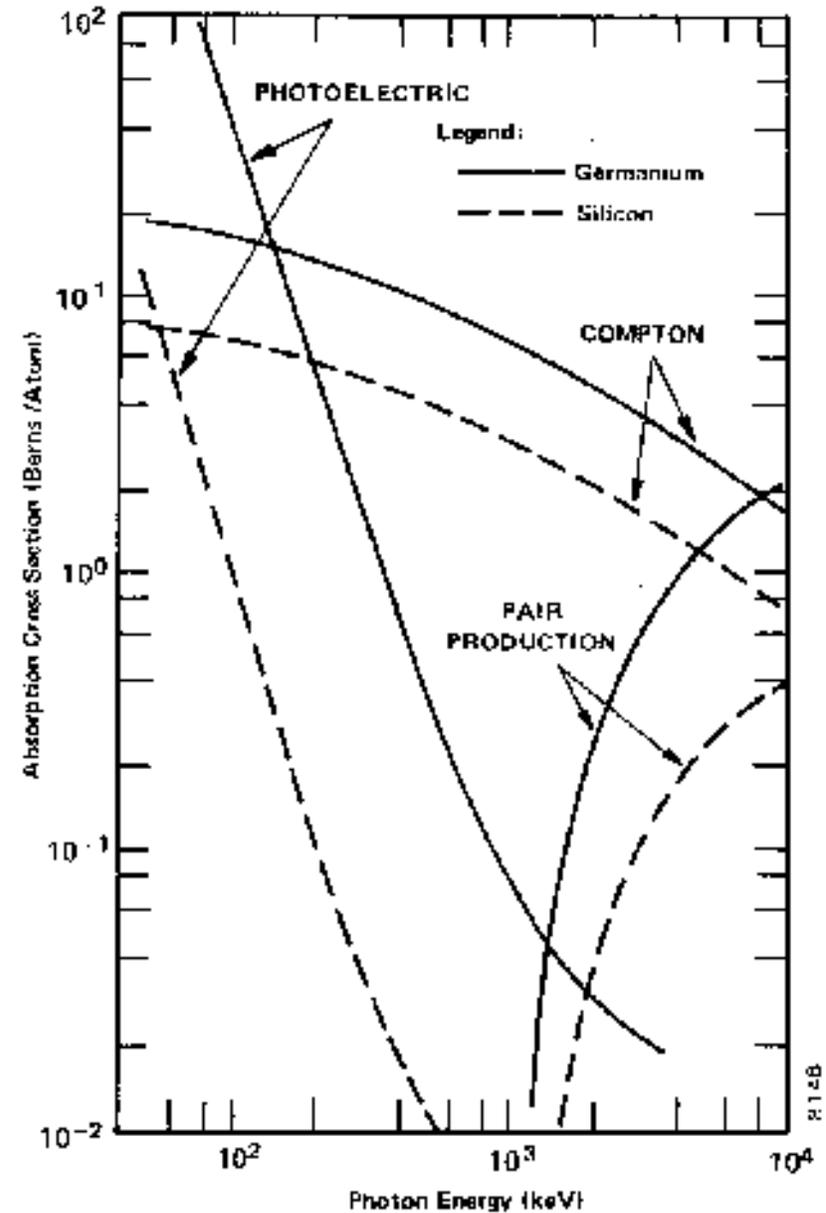


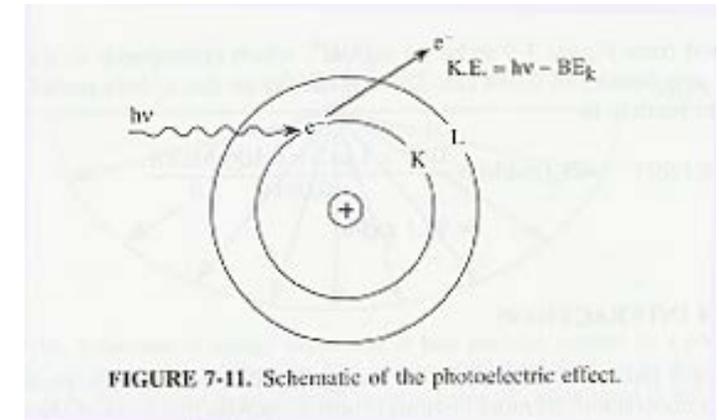
Fig. 7.2. Relative Probability of Each of the Three Types of Interactions as a Function of Energy.

Effetto fotoelettrico

Nell'effetto fotoelettrico il fotone interagisce con un elettrone legato. L'elettrone assorbe tutta l'energia del fotone e viene espulso dall'atomo con una energia E_e pari $E_\gamma - E_b$ dove E_b e' l'energia di legame. Una piccola quantita' di energia e' impartita all'atomo. L'assorbimento fotoelettrico e' possibile solo con elettroni legati per la conservazione della quantita' di moto e dell'energia. L'atomo a seguito dell'interazione fotoelettrica si trova in uno stato eccitato dal quale passa allo stato fondamentale emettendo raggi X.

La dipendenza della sezione d'urto dell'assorbimento fotoelettrico dallo Z del materiale attraversato e dall'energia del fotone incidente puo' essere qualitativamente descritta da:

$$\tau = \text{cost } Z^{4.5} E_\gamma^{-3}$$



Le discontinuita' nell'assorbimento avvengono in corrispondenza delle energie di legame dei livelli K o L. I fotoni di energia inferiore al livello K non possono interagire con gli elettroni del livello K.

Diffusione Compton

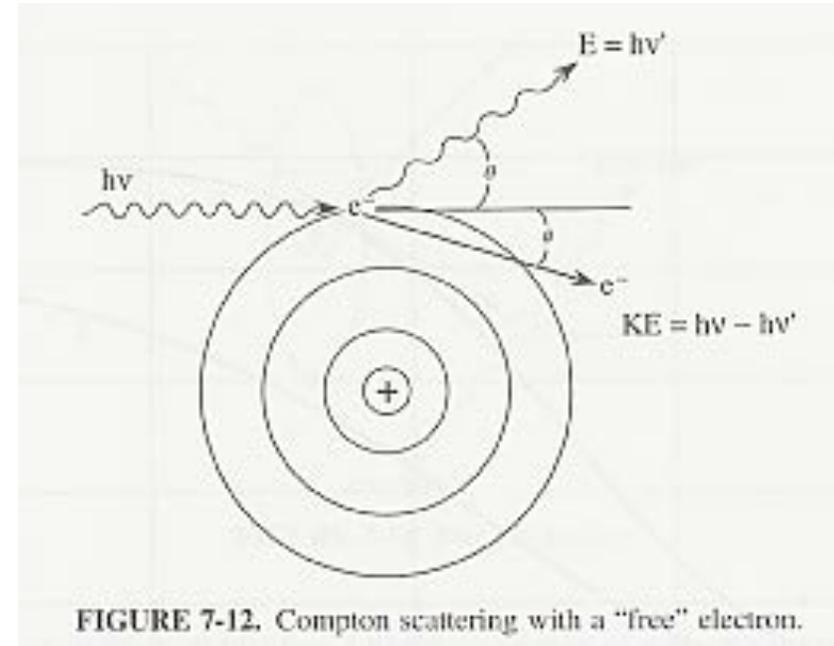
L'effetto Compton consiste nella diffusione inelastica di un fotone su un elettrone libero ed è la reazione di diffusione dominante ad alte energie. Per la conservazione dell'energia e della quantità di moto le energie dei fotoni e degli elettroni uscenti sono legati agli angoli di emissione

$$E' = E [1 + \alpha (1 - \cos\theta)]$$

$$E_c = E \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \alpha (1 - \cos\theta)} \right\}$$

E gli angoli sono fra loro legati dalla relazione

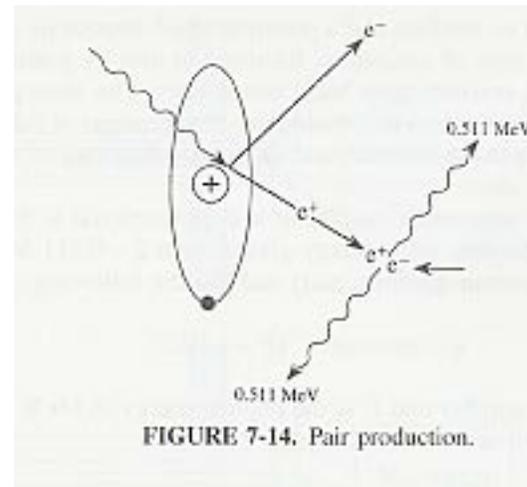
$$\tan \phi = \frac{1}{1 + \alpha \tan(\theta/2)}$$



L'andamento della sezione d'urto del processo è proporzionale a Z ed è inversamente proporzionale all'energia del fotone incidente

Creazione di coppie

Per fotoni di energie superiori a 1.022 MeV diventa probabile il processo di creazione di coppie che consiste nella scomparsa del fotone e nella comparsa di una coppia di e^+ e di e^- . L'eccesso di energia $E_\gamma - 2m_0c^2$ sarà diviso fra le due particelle. Il positrone esaurita la sua energia cinetica si annichila con un elettrone generando due fotoni da circa 0.511 MeV a 180 gradi per la conservazione della quantità di moto. La sezione d'urto del processo varia approssimativamente come Z^2 .



Altri processi sono meno probabili e comunque meno importanti. Trattasi di due processi di diffusione elastica nei quali viene cambiata solo la direzione dei fotoni: la diffusione Rayleigh su un elettrone legato e Thompson su un elettrone libero.

Lo spettro γ reale

Lo spettro di un fascio di fotoni altro non e' che l'insieme delle frequenze degli impulsi in funzione dell'energia dei fotoni incidenti.

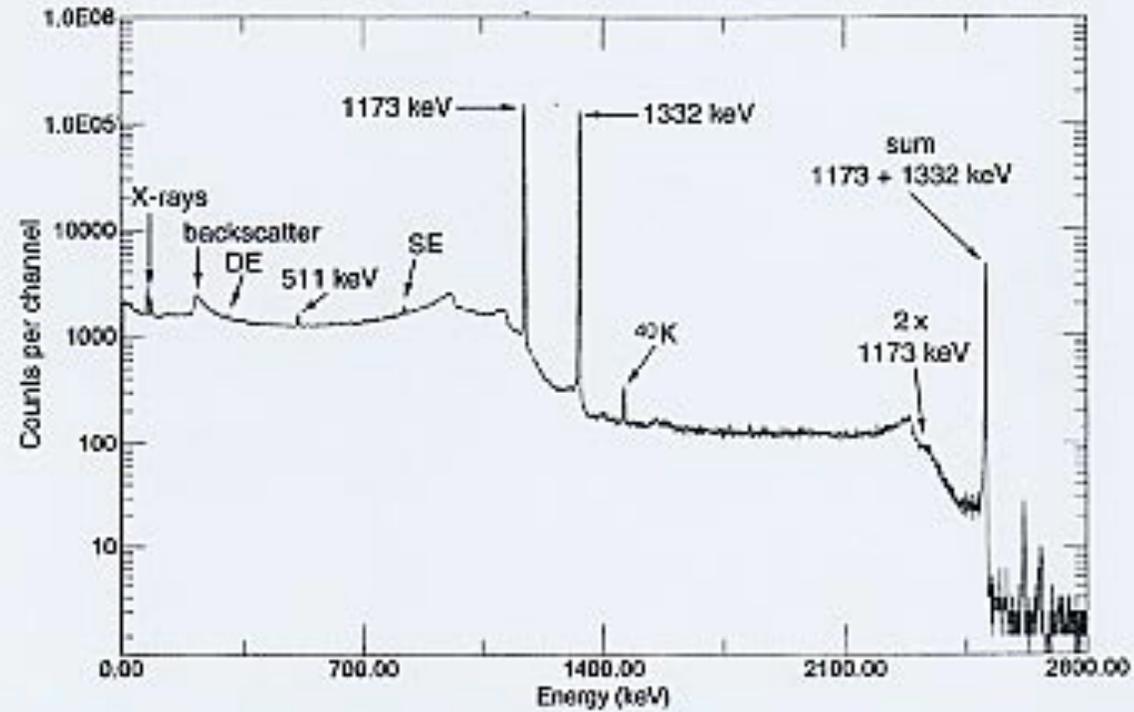


Figure 12.19 Pulse height spectrum from 1173 keV and 1332 keV gamma rays emitted by ^{60}Co measured using a *p*-type HPGe detector with 110% relative efficiency. Evident in the spectrum are characteristic X-rays from photoelectric absorptions in the lead shield, the backscatter peak, barely perceptible single escape (SE) and double escape (DE) peaks from pair production interactions of the 1332 keV gamma ray (the escape peaks are weak because the 1332 keV gamma ray energy is only slightly above the threshold for pair production), a peak at 511 keV from annihilation radiation produced in the shield, the Compton edges and full energy peaks from the two primary gamma rays, a small peak at 1460 keV from ^{40}K in the background, a small "shoulder" from the summing of two 1173 keV events through pile-up, a pronounced sum peak at 2506 keV due to the full absorption of both primary gamma ray photons that are emitted in coincidence, a small peak at 2614 keV from ^{228}Th in the background, and a very small sum peak at 2665 keV from the pile-up of two 1332 keV pulses. (Spectrum courtesy R. Keyser, EG&G ORTEC, Oak Ridge, Tennessee.)

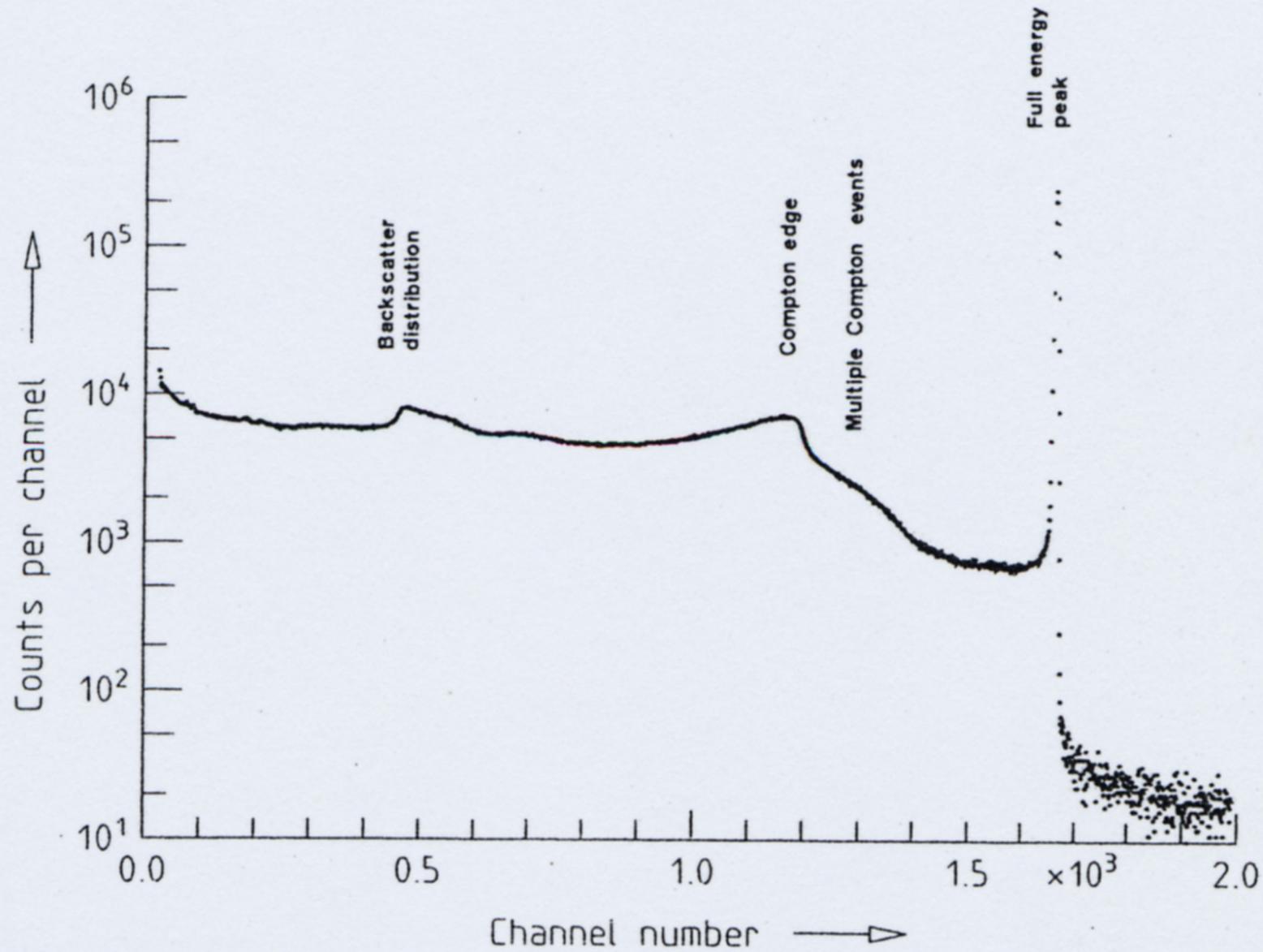


Fig. 3.2. Pulse-height spectrum obtained with a ^{137}Cs source. Detector: Ge(Li), 12% efficiency relative to NaI.

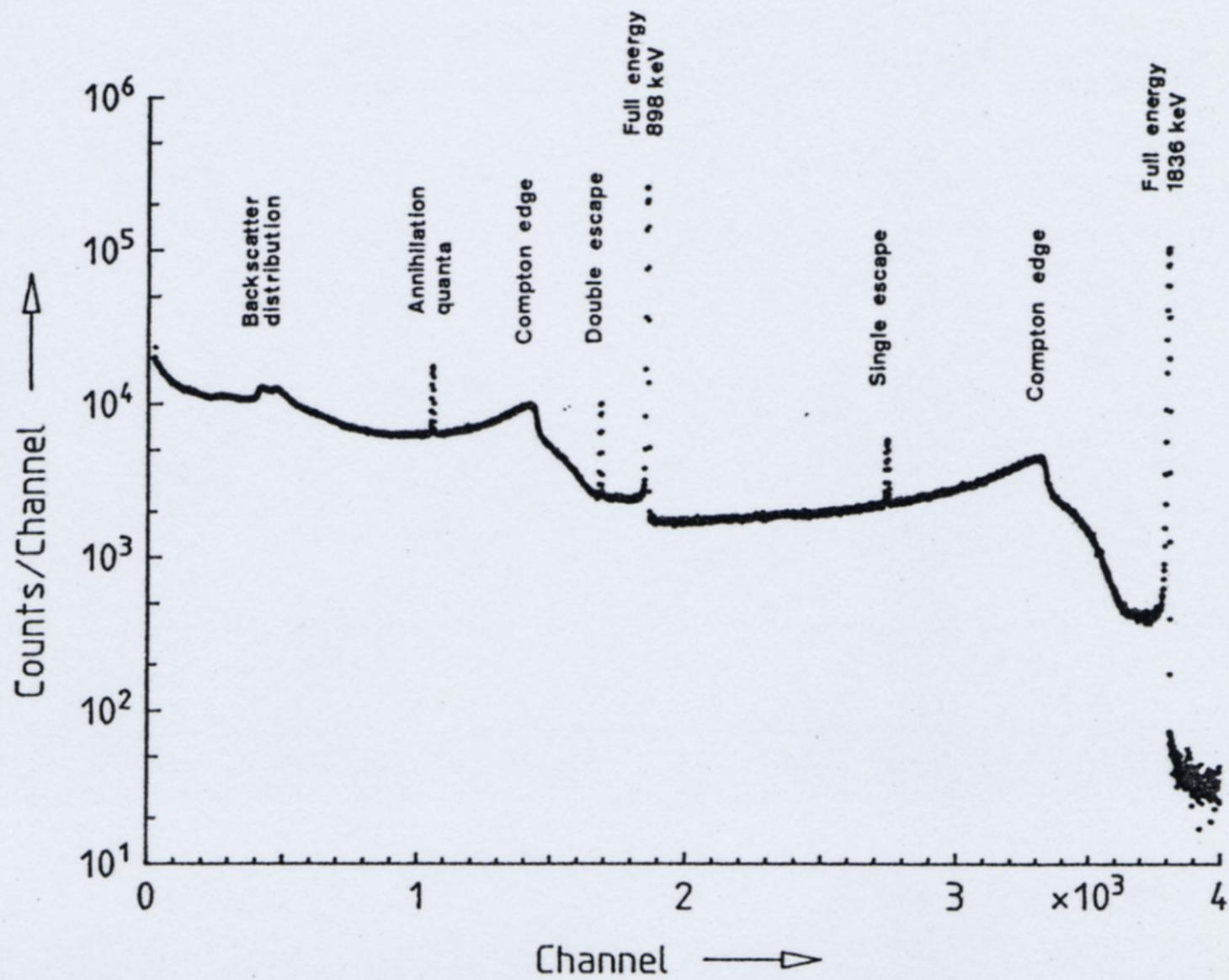


Fig. 3.3. Pulse-height spectrum obtained with a ^{88}Y source, Detector: Ge(Li), 12% efficiency relative to NaI.

Elaborazione dello spettro gamma

L'elaborazione di uno spettro comporta le seguenti azioni:

- individuazione dei picchi presenti
- determinazione della loro posizione
- determinazione delle energie corrispondenti
- calcolo dell'area netta
- identificazione dei radionuclidi presenti
- calcolo dell'attività dei radionuclidi identificati
- correzione per il decadimento
- calcolo di risultati finali

L'elaborazione viene di solito effettuata automaticamente ma puo' anche essere adottata la soluzione manuale per spettri semplici.

L'individuazione del picco consiste nel riconoscimento dell'esistenza del picco e nella determinazione del canale di inizio e del canale di fine con una determinazione approssimativa del centroide. La determinazione accurata della posizione del centroide viene effettuata utilizzando un metodo basato sull'interpolazione dei punti sperimentali con una gaussiana con il metodo dei minimi quadrati.

La determinazione dell'energia dei picchi trovati e' immediata se e' stata effettuata una calibrazione canale energia.

Non del tutto immediata e' tuttavia l'attribuzione dei picchi trovati ad un determinato radionuclide per i motivi che verranno di seguito illustrati ma essenzialmente causati dall'esistenza di piu' radionuclidi con la stessa emissione gamma.

**ANALISI SPETTRALE:
DIFFICOLTA' LEGATE A INTERFERENZE E/O
SOVRAPPOSIZIONI (PARTE 1)**

- SI POSSONO DISTINGUERE TRE CASI TIPICI:

A- PICCHI BEN DISTINTI:



Si osservano due picchi.

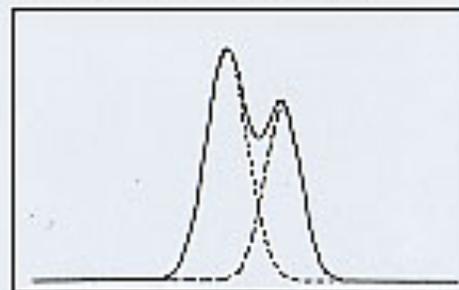
E' sufficiente sottrarre il "continuo Compton" da ciascun picco

ATTENZIONE: presenza di eventuali contributi alla stessa energia dovuti all'ambiente (peaked background)

Importanza di effettuare un'accurata analisi del fondo

**ANALISI SPETTRALE
DIFFICOLTA' LEGATE A INTERFERENZE E/O
SOVRAPPOSIZIONI (PARTE 2)**

B- PICCHI PARZIALMENTE SOVRAPPOSTI:

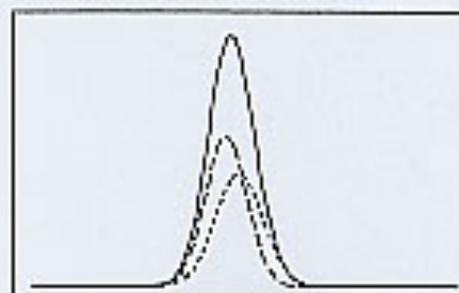


Si osservano ancora due picchi.

E' necessario effettuare una deconvoluzione spettrale con fit gaussiani.

ATTENZIONE: l'incertezza da associare alle aree dei singoli picchi è notevolmente superiore all'incertezza statistica di conteggio. E' difficile stimare i contributi da righe poco intense.

C- PICCHI TOTALMENTE SOVRAPPOSTI:



Si osserva un solo picco. La FWHM può essere più alta di quella prevista.

Non è possibile effettuare deconvoluzioni spettrali sufficientemente accurate.

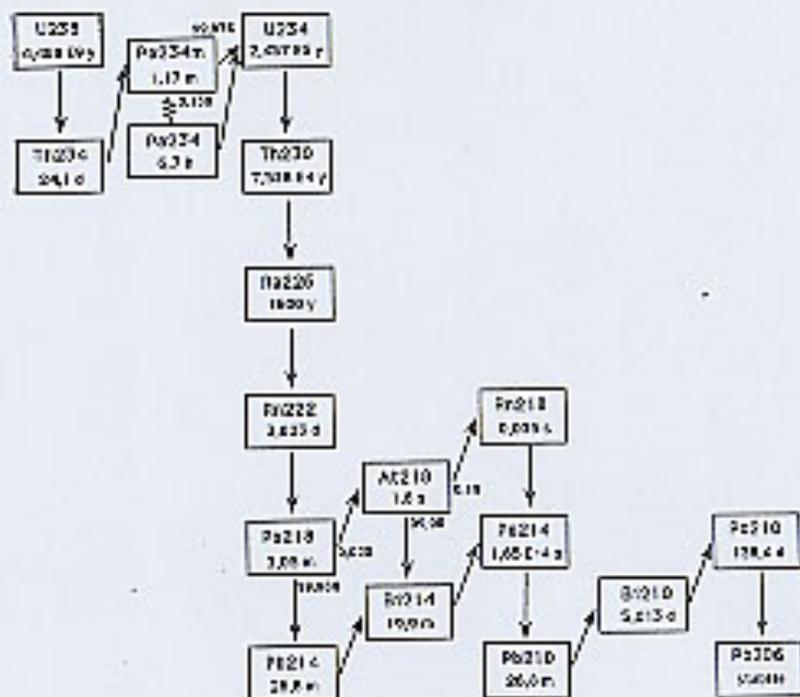
Si può effettuare la determinazione delle due componenti per sottrazione stimando il contributo di una delle due in base ad altri picchi dello stesso radionuclide.

EMISSIONI FOTONICHE DELLA
FAMIGLIA RADIOATTIVA
DELL'U238

	T _{1/2}	E (keV)	I _γ %
U238	4.468 10 ⁹ a	49.55	0.096
Th234	24,1 d	52.29	4.47
		52.35	2.60
		52.80	2.56
		112.21	0.256
Pa234m	1,17 m	11.92	0.15
		166.55	0.207
		1921.0	0.223
Pa234	67 h	61.0	3,2
		66,7	4,8
		111,2	20
		122,7	6,3
		126,4	5,9
		157,2	5,5
		208,7	5,3
		299,5	10,1
		399,0	4,6
		705,1	5,1
		755,0	5,6
		796,2	5,8
		905,8	9,2
		926,2	4,0
		931,6	5,5
		975,4	4,0
		890,5	13,0
		883,24	15,0
		879,0	4,1
		925,0	11,0
927,1	11,0		
948,0	12,0		
947,0	8,0		
982,5	3,0		
1294,1	3,0		
allora	-	-	
U234	2.437 10 ⁵ a	53,0	0,123
		135,9	0,054
Th230	1,238 10 ⁵ a	57,87	0,376
		143,22	0,099
Ra226	1600 a	11,59	1,2
		81,07	0,3
		81,75	0,5
		54,37	0,111
		186,21	3,23
Ra223	1,223 d	512,2	0,078
Pa218	3,05 m	517,2	0,021
Ac218	1,6 s	-	-
Ra218	0,005 s	-	-

	T _{1/2}	E (keV)	I _γ %
Pb214	26,8 m	9,42	13,5
		55,22	1,12
		74,81	5,2
		77,11	10,4
		86,85	4,6
		241,98	7,41
		258,8	0,50
		274,7	3,41
		285,21	18,7
		321,92	25,5
		481,13	0,282
Bi214	19,9 m	12,2	0,82
		20,29	0,67
		609,32	<0,1
		605,45	1,35
		761,36	4,83
		805,15	1,21
		954,16	5,1
		1120,29	14,5
		1123,19	1,7
		1216,11	5,56
		1250,95	1,48
1277,57	4,15		
1332,32	0,81		
1401,51	1,29		
1403,2	2,51		
1509,23	2,12		
1583,22	0,72		
1651,32	1,17		
1729,62	3,06		
1754,23	16,07		
1847,44	2,14		
2118,28	1,18		
2234,11	2,08		
2447,71	1,97		
allora	-	<0,5	
Po214	1,65 10 ⁻⁴ s	799,7	0,214
Pa213	32,5 a	9,43	20,4
		65,54	4,15
Bi213	5012 d	-	-
Po213	4,33 d	-	-
Po214	stabile	-	-

Famiglia Radioattiva dell'U238 (4n+2)

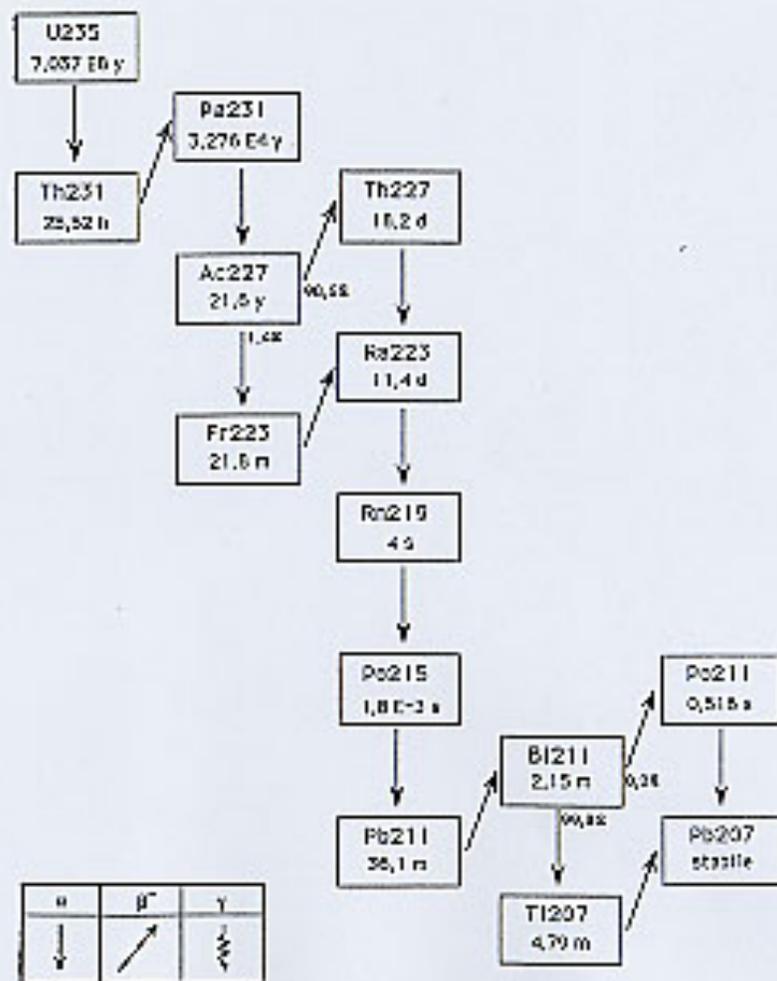


α	β	γ
↓	↗	↑

EMISSIONI FOTONICHE DELLA FAMIGLIA RADIOATTIVA DELL'U235

	T _{1/2}	Σ (keV)	I _γ %
U235	7,037 10 ⁸ y	119,19	1,34
		143,75	10,96
		163,99	5,08
		185,71	57,8
		214,94	0,63
		222,11	1,08
233,31	5,01		
altre		10,6	
Th231	25,22 a	25,64	14,6
		58,37	0,5
		81,32	0,85
		84,31	5,71
altre		10,5	
Pa231	3,276 10 ⁴ y	27,36	11,1
		283,69	1,65
		300,07	2,41
		302,67	2,47
		330,16	1,36
altre		1	
Ac227	21,6 y	15,2	0,015
		101	0,02
Fr223	21,8 m	50,2	34
		79,77	9,18
		100,3	1,02
Th227	18,3 d	30,3	8,5
		79,73	2,10
		216,0	11,2
		256,1	6,7
		329,8	2,73
altre		6	
Ra223	11,4 d	122,3	1,19
		144,1	3,26
		154,1	5,59
		269,4	13,6
		323,9	5,9
		338,3	2,78
444,54	1,27		
altre		1	
Rn229	4 s	271,1	9,9
		401,7	6,64
		altre	1
Po215	1,78 10 ⁻³ y	438,8	0,04
Pb213	35,3 m	404,8	3,0
		427,18	1,3
		332,0	3,0
Bi221	2,14 m	351,0	15,7
Po211	0,515 s	369,6	0,34
		597,8	0,314
Tl207	4,38 m	397,6	0,24
Pb207	stabile	-	-

Famiglia Radioattiva dell' U235 (4n+3)

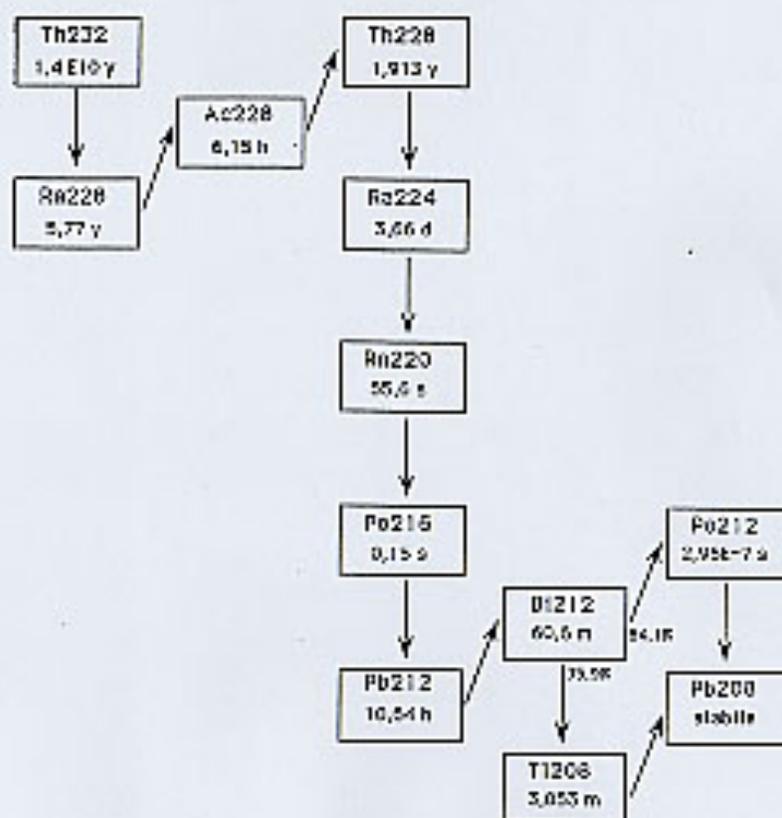


EMISSIONI FOTONICHE
DELLA FAMIGLIA
RADIOATTIVA DEL Th232

	T _{1/2}	E (keV)	I _γ %
Th232	1,405 10 ¹⁰ a	58,0	0,19
		220,0	0,043
Ra228	5,77 y	-	-
Ac228	0,15 h	90,48	1,337
		120,1	2,838
		154,2	0,945
		209,4	4,565
		270,3	3,614
		338,0	3,225
		378,4	11,51
		425,4	2,141
		453,0	4,448
		592,3	0,245
		727,0	0,764
		755,3	1,055
		772,1	1,557
		782,0	0,325
		794,8	4,663
		830,4	0,598
		835,5	1,746
		845,2	0,545
		934,2	0,834
		911,1	27,8
		954,6	5,275
		963,9	16,74
		1453,2	0,998
		1493,8	3,006
		1501,3	0,256
		1530,8	0,681
		1587,9	3,338
		1670,4	1,888
		1678,0	0,523
		altre	65,2
Th232	1,913 y	24,4	1,22
		121,6	0,112
		166,4	0,081
		213,9	0,26
		altre	60,2

	T _{1/2}	Z (keV)	I _γ %
Ra226	1,62 a	201,0	4,00
Rn222	3,82 d	209,7	0,114
Po214	0,15 s	-	-
Pb214	10,54 h	115,15	0,63
		218,09	43,3
		352,09	3,25
		altre	48,5
Bi214	99,55 m	98,86	1,03
		220,4	6,54
		275,42	1,1
		354,8	0,514
		382,7	1,46
		altre	80,5
Po214	1,25 10 ⁻⁴ s	-	-
Tl208	3,053 m	261,6	0,887
		273,25	6,43
		323,8	35,8
		383,19	65,1
		755,13	1,89
		863,37	13,55
		2614,6	99,81
		altre	6,5
Pb208	stabile	-	-

Famiglia Radioattiva del Th232 (4n)



α	β ⁻	γ
↓	↘	⚡