



ALMA MATER STUDIORUM
UNIVERSITÀ DI BOLOGNA



FAM
FONDAZIONE ALMA MATER



Spettrometria Gamma e Dosimetria a Termoluminescenza



Relatore Ing. Sabrina Romani
Correlatore Sig. Mauro Ceretti

Dott. Erio Piana



Tesi teorico – sperimentale delle attività svolte nel Sito di Caorso (PC)

Indice degli Argomenti

CAPITOLO 0 – LA RADIOATTIVITA' NATURALE

- 0.1 SCOPERTA E NOZIONI FONDAMENTALI
- 0.2 LA LEGGE DEL DECADIMENTO RADIOATTIVO
- 0.3 LA RADIOATTIVITÀ NELL'AMBIENTE
 - 0.3.1 Radionuclidi primordiali
 - 0.3.2 Radionuclidi cosmogenici
 - 0.3.3 Radionuclidi di origine artificiale e campi di applicazione della radioattività
- 0.4 ESPOSIZIONE E DOSE

CAPITOLO 1 – SPETTROMETRIA GAMMA

- 1.1 STRUTTURA DI UNO SPETTROMETRO GAMMA
- 1.2 ANALISI DI UNO SPETTRO GAMMA
- 1.3 INTERAZIONE RADIAZIONE-MATERIA
 - 1.3.1 Radiazione γ
- 1.4 STRUMENTI DI MISURA PER SPETTROSCOPIA GAMMA
 - 1.4.1 Introduzione
 - 1.4.2 Generalità sui Rivelatori
 - 1.4.3 Risoluzione
 - 1.4.4 Efficienza
 - 1.4.5 Tempo morto
- 1.5 NORME ISO SULLA DETERMINAZIONE DEL LIMITE DI DECISIONE NELLE MISURE DI RADIOATTIVITA'
- 1.6 SEMICONDUTTORI E DIODI AL GERMANIO

CAPITOLO 2 – DOSIMETRIA A TERMOLUMINESCENZA

- 2.1 GENERALITÀ SULLA TERMOLUMINESCENZA
- 2.2 MODELLO FISICO PER LA TERMOLUMINESCENZA
- 2.3 CARATTERISTICHE IDEALI DEL TLD
- 2.4 PRINCIPALI TIPI DI MATERIALI T.L.
 - 2.4.1 Borato di Litio ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$)
 - 2.4.2 Solfato di Calcio (CaSO_4)
- 2.5 CARATTERIZZAZIONE DI UN SISTEMA DOSIMETRICO A TERMOLUMINESCENZA PER RADIAZIONE GAMMA
 - 2.5.1 Considerazioni generali
 - 2.5.2 Analisi del Dosimetro
 - 2.5.3 Lettore T.L.
- 2.6 TRATTAMENTI TERMICI
- 2.7 CARATTERIZZAZIONE DEL MATERIALE T.L.
 - 2.7.1 Descrizione delle prove Effettuate
 - 2.7.2 Caratterizzazione dei dosimetri della partita
 - 2.7.4 Determinazione della soglia di rivelazione
 - 2.7.5 Dipendenza energetica della risposta
- 2.8 FADING
 - 2.8.1 Camera a ionizzazione Reuter – Stokes come strumento di confronto
 - 2.8.2 Valutazione del termine di fading dei dosimetri ambientali e personali
 - 2.8.3 Andameto del rateo di dose della Reuter – Stokes, in funzione dei parametri ambientali
- 2.9 LIVELLO DI SOGLIA

CONCLUSIONI

CAPITOLO 0

LA RADIOATTIVITÀ NATURALE

0.1 SCOPERTA E NOZIONI FONDAMENTALI

Il fenomeno della radioattività fu scoperto nel 1896 dal fisico francese Antoine Henri Becquerel, il quale osservò che l'uranio emetteva delle radiazioni capaci di impressionare una lastra fotografica protetta da uno schermo opaco ai raggi luminosi.

Nel 1898 Marie e Pierre Curie scoprirono che oltre all'uranio, molti dei suoi composti avevano la proprietà di emettere radiazioni penetranti: essi diedero al fenomeno il nome di radioattività. I coniugi Curie verificarono che i minerali dell'uranio, in particolare la pechblenda, presentavano attività radioattiva maggiore rispetto ai sali di Becquerel; essi dedussero che tali minerali dovevano contenere sostanze ignote estremamente instabili: scoprirono così il polonio e il radio.

Si comprese subito che la radioattività era la sorgente di energia più concentrata fino ad allora conosciuta: i coniugi Curie verificarono che 1 g di radio produce circa 420 J di energia all'ora e che questo effetto termico continua ora dopo ora e anno dopo anno.

In passato l'unità di misura della radioattività era il Curie (Ci), pari a $3,7 \times 10^{10}$ Bq:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq}$$

A seguito di questi risultati la radioattività attirò l'attenzione degli scienziati di tutto il mondo e nei decenni successivi furono ampiamente studiati molti aspetti del fenomeno.

Tab. 1. Alcune caratteristiche dei principali tipi di radiazioni ionizzanti

<i>Tipo di radiazione</i>	<i>Simbolo</i>	<i>Carica (relativa)</i>	<i>Massa di quiete (relativa)</i>	<i>Massa di quiete (u)</i>	<i>Mc^2 (MeV)</i>
Elettroni o particelle β^-	e^-, β^-	-1	1/1836.152701	0.00054858	0.510999
Positroni o particelle β^+	e^-, β^+	1	1/1836.152701	0.00054858	0.510999
Protoni	p	1	1	1.007276	938.27231
Deutoni	d	1	2	2.013553	1875.61339
Particelle alfa	α	2	4	4.002777	3727.315
Neutroni	n	0	1	1.008665	939.56563
Raggi X e gamma	X, γ	0			

Ernest Rutherford scoprì che vi erano almeno due componenti nelle emissioni radioattive: le particelle alfa, che penetrano solo per alcune decine di μm nell'alluminio, e le particelle beta, caratterizzate da un potere penetrante 100 volte maggiore. Lo stesso Rutherford dimostrò che le particelle alfa sono in realtà nuclei di 4He . In seguito venne stabilito inoltre che le particelle beta sono elettroni.

Esperimenti successivi, in cui la radiazione venne sottoposta a campi elettrici e magnetici, rivelarono la presenza di una terza componente costituita da quanti di alta energia del campo elettromagnetico: i raggi γ .

Infine la scoperta che il radio decade producendo radon fu la prova conclusiva che il decadimento radioattivo è accompagnato da una trasformazione chimica dell'elemento instabile.

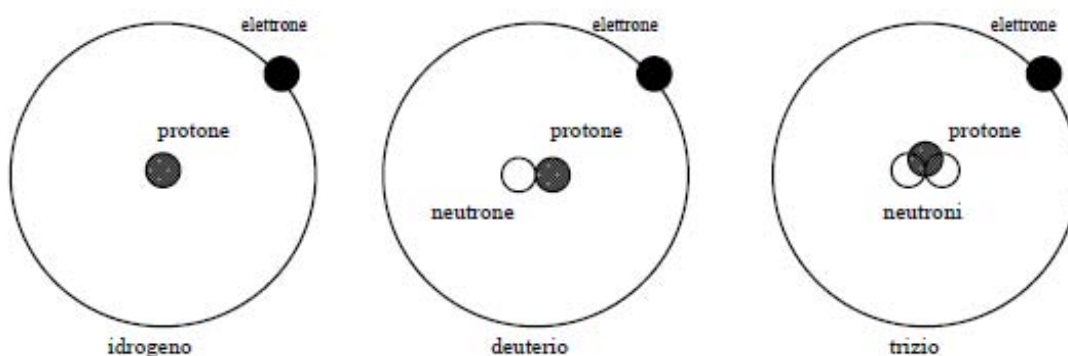


Fig.1 Isotopi dell'idrogeno

In seguito si è sviluppata una teoria complessa della struttura atomica e nucleare che spiega in modo soddisfacente l'intero fenomeno della radioattività, permettendone così l'impiego in moltissime applicazioni pratiche: nel settore scientifico (radiodatazione, traccianti radioattivi), medico (procedure di tipo diagnostico, come nel caso delle radiografie, o terapeutico), industriale (sterilizzazione di prodotti, produzione di energia elettrica), militare (armamenti nucleari).

Con il termine radioattività si intende la trasformazione di un atomo (nuclide padre) in un altro (nuclide figlio) con emissione di particelle α , β e/o di radiazione elettromagnetica.

Nei decadimenti alfa e beta vengono di solito emessi quasi simultaneamente anche raggi gamma, che sono costituiti da quanti: la loro emissione non comporta un cambiamento delle proprietà chimiche dell'atomo, ma solo la perdita di una determinata quantità di energia per compensare lo stato instabile cui perviene il nucleo con l'emissione di particelle alfa e beta.

Alcuni isotopi decadono con pura emissione gamma: ciò avviene quando un isotopo esiste in due diverse forme, chiamate isomeri nucleari, che hanno numero atomico e numero di massa identici ma differente energia. L'isotopo ^{234}Pa , ad esempio, esiste in due distinti stati energetici e l'emissione di raggi gamma segnala la transizione da uno stato all'altro.

Le particelle alfa posseggono energie che vanno dai 4 ai 10 MeV a seconda dell'isotopo emettitore e possono compiere nell'aria distanze di pochi centimetri prima di arrestarsi, in dipendenza dall'energia: ad esempio le alfa prodotte dal decadimento del ^{222}Rn compiono

un percorso di circa 4 cm, mentre quelle del ^{214}Po viaggiano per circa 7 cm. La misura della distanza percorsa dalle particelle alfa permette allora di identificare gli isotopi emettitori. Le particelle beta percorrono nella materia distanze maggiori rispetto alle particelle alfa, anche se il meccanismo che ne determina l'arresto è sostanzialmente simile. Tuttavia le particelle beta sono emesse entro un ampio intervallo energetico il cui valore massimo (energia di endpoint) permette di riconoscere i nuclidi emettitori. La distribuzione delle energie delle particelle beta è spiegabile con l'ipotesi dell'esistenza di un neutrino che accompagna ogni decadimento beta. I raggi gamma sono dotati di un elevato potere penetrante e, ad alte energie, possono attraversare parecchi centimetri di piombo od altro materiale ad elevata densità prima di essere attenuati.

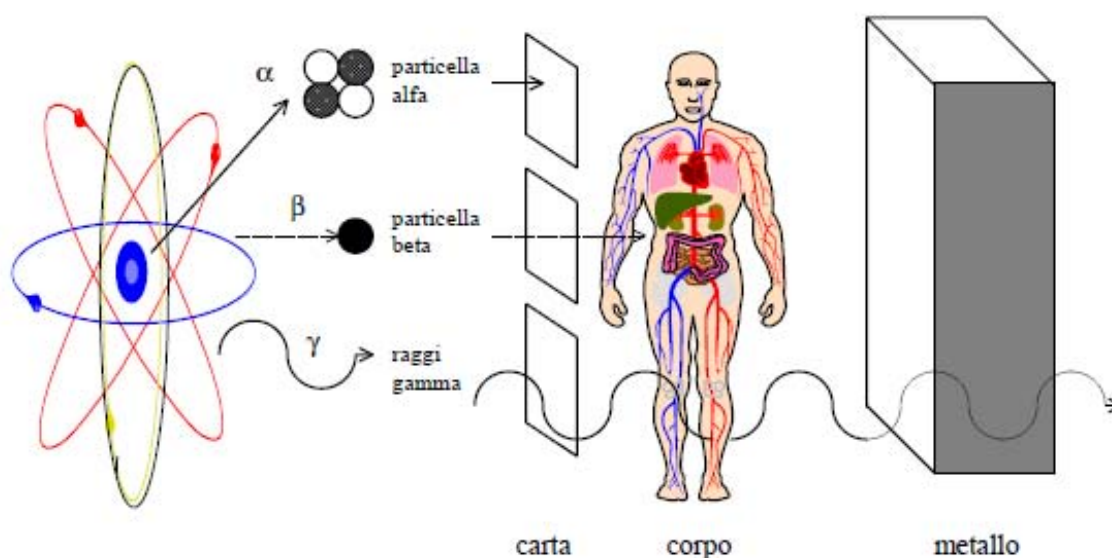


fig. 2 I tre tipi di radiazioni ed il loro potere di penetrazione

Tab. 2. Classificazione di alcuni tipi di radiazioni elettromagnetiche in funzione della loro lunghezza d'onda (λ) e della loro energia ($h\nu$).

<i>Tipo di radiazione</i>	λ	$h\nu$
Onde elettriche	$> 3 \cdot 10^5 \text{ cm}$	$< 4.1 \cdot 10^{10} \text{ eV}$
Radio-onde	da 10^{-1} cm a $3 \cdot 10^5 \text{ cm}$	da $4.1 \cdot 10^{-10} \text{ eV}$ a $1.24 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$
Raggi infrarossi	da $0.78 \mu\text{m}$ a $1000 \mu\text{m}$	da 0.00124 eV a 1.59 eV
Luce visibile	da 400 nm a 780 nm	da 1.59 eV a 3.10 eV
Raggi ultravioletti	da 100 nm a 400 nm	da 3.10 eV a 12.40 eV
Raggi X, γ	$< 100 \text{ nm}$	$> 12.40 \text{ eV}$

0.2 LA LEGGE DEL DECADIMENTO RADIOATTIVO

La legge del decadimento radioattivo è stata formulata a livello empirico da Rutherford e Soddy nel 1902; fu Bateman nel 1910 a darne una generalizzazione matematica.

L'attività di N atomi di un dato isotopo radioattivo è data da:

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

dove la costante di decadimento λ rappresenta la probabilità che un'atomo decada per unità di tempo; integrando si ottiene:

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

dove N_0 è il numero di atomi all'istante $t = 0$ ed N è il numero di atomi all'istante t .

Alcuni nuclei hanno schemi di decadimento che coinvolgono emissioni diverse in competizione o in associazione tra loro. Si introduce allora il "Branching Ratio" (B.R.) dato dal rapporto tra la costante di decadimento parziale (λ_i) relativa ad un dato processo e λ definita come:

$$\lambda = \sum_{i=1}^n \lambda_i$$

L'inverso della costante di decadimento coincide con la vita media τ , mentre il tempo di dimezzamento, ossia il tempo necessario affinché il numero di nuclei radioattivi sia dimezzato, è definito dalla:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Storicamente l'unità di misura dell'attività è il Curie, ma attualmente nel Sistema Internazionale le attività vengono espresse in Becquerel (Bq) e vale la relazione:

$$1\text{Bq} = 2.7 \times 10^{-11} \text{ Ci} = 1 \text{ decadimento al secondo}$$

Nel caso di una catena radioattiva

$N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3 \dots$ elemento stabile

Per ogni elemento N_i vale la legge di decadimento; si hanno perciò le seguenti equazioni:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ &\dots \\ \frac{dN_n}{dt} &= \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n\end{aligned}$$

Supponendo che al tempo $t = 0$ sia presente solo il capostipite, Bateman ha trovato la seguente equazione:

$$N_n(t) = N_{0,1} (\alpha_1 e^{-\lambda_1 t} + \alpha_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots + \alpha_n e^{-\lambda_n t})$$

dove

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_n - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_1} \\ &\dots \\ \alpha_n &= \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} - \lambda_n}\end{aligned}$$

Nel caso in cui il tempo di dimezzamento del capostipite di una famiglia è molto più lungo di quello di tutti i suoi discendenti

$$\lambda_1 \ll \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$$

e del tempo di misura, si può verificare la situazione nota come equilibrio secolare.

Infatti, per un generico elemento della catena, dopo un tempo sufficientemente lungo, si possono trascurare tutti i termini esponenziali successivi al primo nell'equazione riportata di sopra, ottenendo:

$$N_n(t) = N_{0,1} \alpha_1 e^{-\lambda_1 t}$$

ma ora

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_n N_n$$

Utilizzando l'approssimazione

$$\alpha_1 \sim \frac{\lambda_1}{\lambda_n}$$

si trova infine

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_n N_n$$

ovvero l'attività del nuclide padre è uguale a quella dell'ennesimo elemento della serie.

0.3 LA RADIOATTIVITÀ NELL'AMBIENTE

Nell'ambiente che ci circonda sono presenti varie sorgenti di radioattività naturale ed artificiale.

La radioattività naturale include a sua volta due categorie:

- i radionuclidi primordiali, originatisi con la formazione della terra circa 4.5×10^9 anni fa ed aventi vita media sufficientemente lunga da essere presenti ancora oggi;

- i radionuclidi cosmogenici, prodotti in continuazione in seguito al bombardamento da parte dei raggi cosmici di nuclidi stabili presenti in atmosfera.

La radioattività artificiale è legata all'immissione nell'ambiente di radionuclidi di origine antropogenica.

0.3.1 Radionuclidi primordiali

Appartengono a questa categoria i radionuclidi facenti parte delle tre catene radioattive naturali, oltre ad un certo numero di radioisotopi che decadono direttamente in un nuclide stabile.

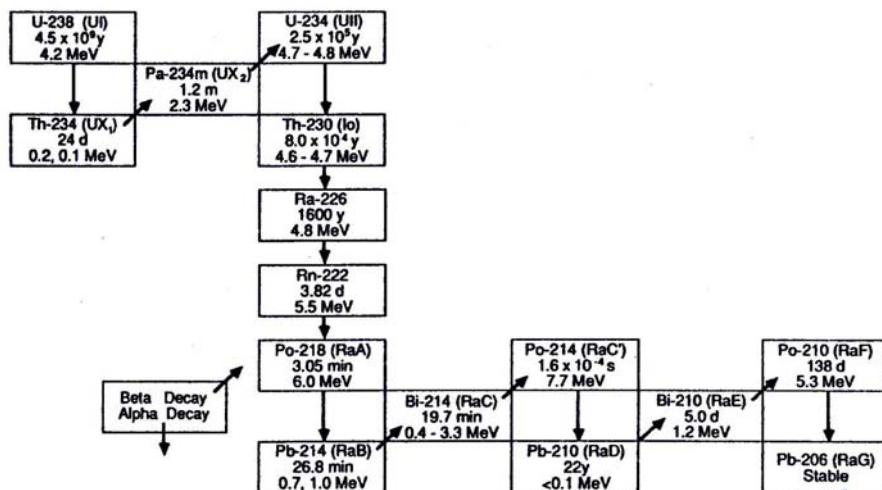


Figura 1.1: Schema di decadimento dell' ^{238}U

Le catene radioattive

Le catene radioattive sono originate da un isotopo capostipite che, tramite vari decadimenti alfa e beta accompagnati da emissioni gamma caratteristiche, perviene ad un isotopo stabile. Le catene naturali sono tre ed hanno come capostipiti ^{238}U , ^{235}U e ^{232}Th . È stata recentemente scoperta anche una quarta serie radioattiva costituita da radioisotopi artificiali il cui numero di massa può essere espresso dalla formula $4n+1$, dove n è un numero intero; il termine iniziale è l'isotopo ^{241}Cm e l'elemento finale è il ^{209}Bi .

Uranio 238 e 235 L'uranio è presente in natura sotto forma di tre diversi isotopi aventi numeri di massa 234, 235 e 238. Nella crosta terrestre l' ^{238}U rappresenta il 99:28% con una concentrazione media di 33 Bq/kg, l' ^{235}U lo 0:71% (1:5 Bq/kg) ed infine l' ^{234}U lo 0:0058% [1].

L'uranio si trova in tutte le rocce e suoli in concentrazioni variabili in dipendenza dall'origine del tipo di roccia (cfr. tabella 1.1). Questo fatto fa sì che si trovi traccia dei suoi discendenti, in particolare il ^{226}Ra , ovunque: nei materiali da costruzione, nelle acque, nei cibi e di conseguenza nell'organismo umano, dove circa il 70-95% si deposita nelle ossa (ICRP, 1973). Nella figura 1.1 è riportata la catena dell' ^{238}U che ha $t_{1/2}=4,47 \times 10^9$ anni ed il cui prodotto finale è un isotopo stabile del piombo: il ^{206}Pb . Tutti i membri di questa serie hanno numeri di massa che possono essere espressi dalla semplice formula: $4n+2$.

L' ^{235}U è il capostipite della serie chiamata dell'attinio ed è il principale radioisotopo utilizzato nei processi di fissione nelle centrali e per la produzione di armi nucleari; ha $t_{1/2}=7,04 \times 10^8$ anni.

7,04x10⁸ anni ed anche la sua catena si conclude con il decadimento in un isotopo stabile del piombo: 207Pb (figura 1.2).

Anche gli elementi di questa serie obbediscono ad una legge data da: $4n+3$.

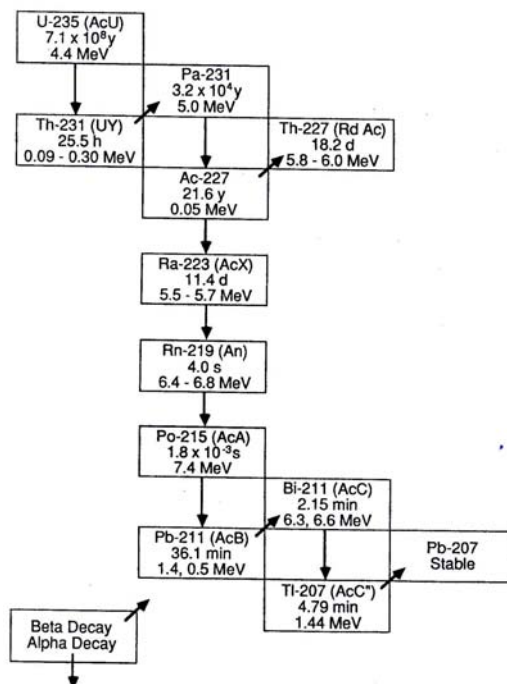


Figura 1.2: Schema di decadimento dell' ²³⁵U

Torio 232 L'unico costituente del torio naturale è il ²³²Th che ha periodo di dimezzamento di 1,4x10¹⁰ anni; tramite vari decadimenti alfa e beta si perviene ad un altro isotopo stabile del piombo: il ²⁰⁸Pb (figura 1.3).

Anche in questo caso i numeri di massa degli elementi della catena hanno una caratteristica comune: sono tutti divisibili per 4; per questo motivo questa catena è denominata 4n.

Il torio è presente nella crosta terrestre in concentrazione variabile (tabella 1.1), ma in media si hanno 34 Bq/kg; la sua presenza in materiale biologico risulta però trascurabile per via della sua relativa insolubilità.

Tipo di roccia	²²⁶ Ra (Bq/kg)	²³⁸ U (Bq/kg)	²³² Th (Bq/kg)	⁴⁰ K (Bq/kg)
Ignee	48	48	48	810
Arenarie	26	15	24	330
Argille	40	15	41	810
Calcari	16	15	5	81

Tabella 1.1: Concentrazione media di radionuclidi primordiali in alcuni tipi di rocce [1]

Rottura dell'equilibrio secolare Normalmente le catene radioattive naturali si trovano in equilibrio secolare (equazione (1.13)), ma esistono fattori che possono interrompere tale situazione, quali la vita relativamente lunga o le caratteristiche chimico-fisiche di uno dei figli.

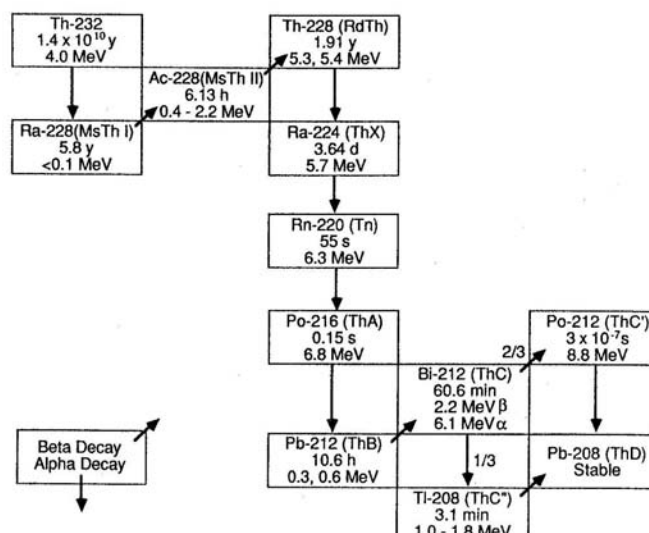


Figura 1.3: Schema di decadimento del ^{232}Th

Tutte le serie radioattive naturali contengono un isotopo gassoso: il radon, gas nobile chimicamente inerte, solubile, che per queste sue caratteristiche si trova disciolto in acqua e tende a degasare da materiali contenenti radio, suo isotopo padre. In particolare il ^{226}Ra , appartenente alla catena dell' ^{238}U , decade in ^{222}Rn con tempo di dimezzamento di circa 1600 anni (cfr. figura 1.1). È dunque necessario un tempo molto lungo per ripristinare l'equilibrio tra radio ed isotopi figli una volta emanato il radon da un dato materiale.

Il radio è invece chimicamente molto reattivo e per questo facilmente soggetto ad asportazione: ciò avviene ad esempio durante processi di combustione nelle lavorazioni industriali o, in natura, durante la formazione di rocce di origine vulcanica [2].

Tornando al ^{222}Rn notiamo come la sua produzione sia seguita dalla disintegrazione di una serie di emettitori alfa e beta a vita breve ($t_{1/2}$ dell'ordine di alcuni minuti) fino all'isotopo ^{210}Pb , il cui tempo di dimezzamento è relativamente lungo (circa 22 anni) e le cui caratteristiche chimico-fisiche sono differenti da quelle del radio: spesso per questo motivo, analizzando il contenuto di uranio e figli in un dato materiale, si riscontra un rapporto tra le attività di ^{226}Ra e ^{210}Pb inferiore all'unità, o addirittura il radio potrebbe essere del tutto assente, a differenza del piombo.

Altri radionuclidi primordiali

Altri radionuclidi primordiali sono riportati nella tabella 1.2 con le loro concentrazioni tipiche: solo il ^{40}K ed ^{87}Rb hanno attività tali da non essere trascurabili. In particolare il potassio esiste in natura sotto forma di tre isotopi, di cui solo il ^{40}K è instabile; esso si trova comunemente nelle rocce e nel suolo oltre che nei cibi e nei tessuti umani ed ha abbondanza isotopica dello 0,012%. Del Rubidio sono presenti in natura due isotopi, ma solo il ^{87}Rb è radioattivo: è un emettitore beta puro ed ha abbondanza isotopica del 27,8%.

Radionuclide	$T_{1/2}$ (anni)	Modo di decadimento	Tipiche concentrazioni nel suolo (Bq/Kg)
^{40}K	1.26×10^9	β, γ	630
^{50}V	6×10^{15}	EC, γ	2×10^{-5}
^{87}Rb	4.8×10^{10}	β	70
^{115}In	6×10^{14}	β	2×10^{-5}
^{123}Te	1.2×10^{13}	EC, X	2×10^{-7}
^{138}La	1.12×10^{11}	β, γ	2×10^{-2}
^{144}Nd	2.4×10^{15}	α	3×10^{-4}
^{147}Sm	1.05×10^{11}	α	0.7
^{152}Gd	1.1×10^{14}	α	7×10^{-6}
^{174}Hf	2×10^{15}	α	2×10^{-7}
^{176}Lu	2.2×10^{10}	β, γ	0.04
^{187}Re	4.3×10^{10}	β	1×10^{-3}
^{190}Pt	1.9×10^{11}	α	7×10^{-8}
^{192}Pt	1×10^{15}	α	3×10^{-6}

Tabella 1.2: Radionuclidi primordiali [1]

0.3.2 Radionuclidi cosmogenici

La terra è sottoposta ad un continuo bombardamento di particelle e radiazioni provenienti direttamente dallo spazio (raggi cosmici primari) che a loro volta, interagendo con l'atmosfera terrestre e con la materia, danno origine alla radiazione cosmica secondaria.

I raggi cosmici primari sono costituiti da una componente adronica di protoni (92,4%) e particelle alfa (6,7)% e da una componente leptonica di elettroni e di neutrini.

Gli adroni hanno probabilità di interazione nucleare con atomi dell'atmosfera molto elevata: ciò comporta un rapido degrado della radiazione primaria che raggiungerà la superficie terrestre solo in minima parte.

I raggi cosmici primari interagendo con l'atmosfera generano sciame di particelle e fotoni che arrivano al suolo estendendosi anche su 1 Km² di terreno. Le particelle prodotte possono a loro volta interagire o decadere. Questi sciame, che costituiscono i raggi cosmici secondari, sono costituiti da:

- mesoni K, π : per la maggior parte non giungono al suolo perché hanno vite medie dell'ordine od inferiori a 10^{-8} secondi;
- muoni $\mu^{+/-}$ prodotti dal decadimento di mesoni;
- elettroni e positroni ottenuti per produzione di coppie o per decadimento dei muoni;
- neutrini prodotti dai decadimenti dei muoni e dei pioni;
- neutroni e protoni secondari.

Il flusso dei raggi cosmici che arriva sulla terra varia molto a seconda della latitudine geomagnetica e, a livello del mare, è costituito principalmente da muoni (~ 75%), elettroni (~ 25%) ed in piccolissima percentuale da neutroni e protoni.

I muoni costituiscono la componente più penetrante e sono la maggiore fonte di disturbo dovuta ai raggi cosmici negli esperimenti di bassa attività. Essi perdono energia per ionizzazione del mezzo attraversato e possono contribuire al fondo in vari modi: attraversando direttamente il rivelatore e depositandovi energia; producendo elettroni energetici, che a loro volta danno origine ad elettroni secondari e radiazione gamma, oppure interagendo con i materiali circostanti il rivelatore con conseguente emissione di raggi X, gamma e neutroni. I muoni possono interagire direttamente con i nuclei mediante processi di

spallazione con conseguente produzione di neutroni. I neutroni così emessi possono a loro volta interagire e produrre nuclei radioattivi. Dall'interazione dei raggi cosmici con gli atomi dell'atmosfera, attraverso processi di spallazione o cattura neutronica, si ha la produzione di radionuclidi cosmogenici. La spallazione è una reazione nucleare in cui un nucleo si scinde in nuclei più leggeri per collisione con un neutrone di alta energia oppure con un particella carica. Nella reazione vengono prodotti anche neutroni secondari che possono così dare luogo a processi di cattura neutronica. I radionuclidi di questa natura che contribuiscono maggiormente alla radioattività naturale sono: ^3H , ^7Be , ^{14}C ; altri nuclidi cosmogenici di minore importanza sono ^{22}Na , ^{10}Be , ^{32}P , ^{33}P , ^{35}S , e ^{39}Cl .

0.3.3 Radionuclidi di origine artificiale e campi di applicazione della radioattività

Nell'ambiente che ci circonda sono presenti anche molti radioisotopi di origine artificiale. Alcuni provengono da esperimenti sugli armamenti nucleari, da fughe di materiale radioattivo dalle centrali nucleari, dalle scorie di fissione rilasciate nell'ambiente o dall'industria del riprocessamento: ^{89}Sr , ^{90}Sr , ^{96}Zr , ^{103}Ru , ^{106}Ru , ^{131}I , ^{131}Ce , ^{144}Ce , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{241}Am ; altri provengono da fonti antropogeniche legate all'industria e alla medicina: ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{133}Ba , $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{65}Zn , ^{60}Co [1].

Inoltre la radioattività ha numerose applicazioni in svariati campi.

Eccone alcuni esempi:

- **nella vita quotidiana:** utilizzo di raggi X per controlli di sicurezza aeroportuali; uso, in alcuni tipi di rivelatori antincendio, di una piccola sorgente di ^{241}Am posta di fronte ad un rivelatore che misura continuamente il flusso di particelle alfa emesse, fermate, in caso di incendio, dal fumo tra sorgente e rivelatore; uso del trizio per l'eccitazione nel visibile di sostanze fluorescenti in oggetti auto-illuminanti; conservazione delle derrate alimentari tramite l'uso di raggi gamma.
- **nella medicina:** utilizzo di raggi X per le diagnosi e di radioisotopi per la localizzazione dei tumori e nella radioterapia; sterilizzazione di materiale medico grazie agli effetti antimicrobici delle radiazioni.
- **nell'arte e nell'archeologia:** indagini non distruttive su importanti manufatti per il restauro e la conservazione; radiodatazione.
- **nell'industria e nell'agricoltura:** produzione di materiali speciali; ottimizzazione della fertilità del suolo; controllo degli insetti parassiti; individuazione delle mine anti-uomo; produzione di elettricità.
- **nella ricerca scientifica:** ricerche sugli stati condensati; valutazione dell'età delle rocce grazie ai radionuclidi a vita lunga prodotti dall'interazione coi raggi cosmici; datazione col radiocarbonio per ottenere informazioni sullo stato delle correnti oceaniche; uso di tecniche spettrometriche per il controllo degli inquinanti e per ottenere informazioni sui gas atmosferici presenti in traccia; studio delle variazioni temporali dell'attività solare grazie al ^{10}Be , radionuclide di origine cosmogenica immagazzinato nei ghiacci polari.

Tutte queste attività sono sottoposte a rigidi controlli al fine di assicurare il minimo rischio per la popolazione ed il personale addetto, nonché per evitare il rilascio nell'ambiente di radioattività proveniente da queste fonti.

0.4 ESPOSIZIONE E DOSE

I concetti di esposizione e dose hanno un ruolo fondamentale nella radioprotezione, è bene dunque darne un breve quadro.

Rateo di esposizione In ogni punto dello spazio che circonda una sorgente esiste un rateo di esposizione, definito solo per radiazione gamma ed X; il valore dell'esposizione X in C/kg si esprime in termini della carica ΔQ creata per ionizzazione dagli elettroni secondari formati in un elemento di volume di aria con massa Δm , quando vengono completamente fermati:

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$$

Questo parametro quindi dà idea degli effetti della radiazione gamma su un volume predefinito di aria. L'esposizione per unità di attività della sorgente a distanza nota d si può esprimere facilmente date le seguenti condizioni:

1. la sorgente è sufficientemente piccola da poter utilizzare geometria sferica;
2. non sussiste alcuna attenuazione della radiazione nello spazio che separa sorgente e punto di misura;
3. si può trascurare tutta la radiazione diffusa nei materiali circostanti e che quindi non arriva direttamente dalla sorgente.

Il rateo di esposizione è allora dato da:

$$\dot{X} = \Gamma_{\delta} \frac{A}{d^2}$$

dove A rappresenta l'attività della sorgente e Γ_{δ} è una costante caratteristica del radioisotopo di interesse. Il pedice δ rappresenta l'energia al di sotto della quale le radiazioni ionizzanti non sono sufficientemente penetranti da poter essere considerate.

Dose assorbita Diversi materiali soggetti alla stessa esposizione gamma assorbiranno in genere differenti quantità di energia. Si definisce allora la dose assorbita come l'energia impartita per unità di massa del materiale dalla radiazione ionizzante. L'unità di misura storica è il rad, equivalente a 100 erg/g, ma attualmente viene utilizzato il gray (Gy), equivalente ad 1 J/kg. Tra le due unità di misura sussiste dunque la relazione seguente:

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$

La dose assorbita dipende dal numero atomico del materiale considerato a causa dei differenti meccanismi di interazione che possono aver luogo. Per un dato assorbitore avremo un ben preciso valore di dose assorbita per unità di esposizione. Ad esempio, nel caso dell'aria, accurate misure hanno permesso di stimare che un'esposizione gamma di 1 C/kg corrisponde a 33,8 Gy.

Equivalente di dose Il danno biologico provocato dalle radiazioni ionizzanti a parità di energia assorbita varia a seconda del tipo di radiazione; la gravità dell'alterazione chimico-biologica dei tessuti dipende dall'energia localmente rilasciata lungo il percorso della particella, nota come trasferimento lineare di energia L : le particelle cariche pesanti hanno valori di L più elevati rispetto agli elettroni, risultando in danni biologici di maggior entità. Per questo si introduce il concetto di equivalente di dose H , dato dal prodotto della dose assorbita D per il fattore di qualità Q , che caratterizza la specifica radiazione. Q cresce al crescere di L : nel caso di elettroni veloci e raggi X e gamma (i quali perdono energia sotto forma di elettroni secondari) Q è sostanzialmente pari a 1; per le particelle alfa Q risulta pari a 20. L'unità di misura dell'equivalente di dose è il sievert (Sv).

Infine l'equivalente di dose efficace (EDE) è definito come la somma degli equivalenti di dose relativi ai vari organi, pesati con appropriati fattori di rischio ad essi associati.

CAPITOLO 1

SPETTROMETRIA GAMMA

Uno spettrometro gamma è un sistema strumentale in grado di determinare, in forma differenziale, la distribuzione delle energie deposte dai fotoni gamma. L'analisi di uno spettro gamma fornisce le informazioni necessarie alla determinazione qualitativa e quantitativa dei radionuclidi emettitori che hanno dato origine allo spettro.

1.1 STRUTTURA DI UNO SPETTROMETRO GAMMA

Uno spettrometro gamma è composto da tre parti principali che andremo a seguito a trattare.

1. Sistema di rivelazione Comprende il rivelatore e la schermatura: è infatti di fondamentale importanza, in particolar modo per misure di bassa attività, ridurre il fondo dovuto a radioattività naturale presente nell'ambiente circostante il rivelatore; per far questo si usa schermare lo strumento con materiali ad alto numero atomico opportunamente selezionati per la loro bassa attività intrinseca.

2. Catena elettronica È il sistema di analisi degli impulsi che, a sua volta, è composta da:

- **preamplificatore:** è il primo elemento della catena elettronica e produce alla sua uscita un segnale di tensione proporzionale al numero di portatori di carica prodotti dalla radiazione incidente, integrando l'impulso di corrente su una capacità interna fissata. In generale il preamplificatore viene messo il più vicino possibile al rivelatore in modo da diminuire il rumore generato dalle capacità dei fili che lo connettono al cristallo e i problemi di microfonia causati da eventuali vibrazioni dei fili stessi.

- **amplificatore:** ha la funzione di formare il segnale e di amplificarlo. L'amplificatore accetta gli impulsi provenienti dal preamplificatore, li trasforma in segnali di corretta polarità e li filtra in modo da massimizzare il rapporto segnale-rumore. I segnali in uscita dall'amplificatore devono essere prodotti con la corretta dinamica (normalmente tra 0 e 10 Volt) in modo che tutto lo spettro possa poi essere convertito dall'ADC (Analogic to Digital Converter). Ciò è correlato alla scelta del guadagno che in genere può variare da 100 a 5000. Le caratteristiche principali dell'amplificatore sono la linearità e la stabilità di guadagno. Tra i vari elementi della catena elettronica è quello che presenta più caratteristiche operazionali da impostare a discrezione dello sperimentatore, quali il guadagno e la scelta della costante di tempo di formazione del segnale. In genere il guadagno è fissato in modo che, ad esempio, un MCA (Multi Channel Analyzer) di 4096 canali possa contenere uno spettro di energie tra 20 e 3000 KeV. Il tempo di formatura va fissato a seconda del tipo di rivelatore e della frequenza di

conteggio in modo da ottenere la migliore risoluzione possibile. La condizione ottimale si ha, in genere, per un tempo di formatura compreso tra 2 e 10 μs .

- **ADC e MCA:** mediante una ADC, che approssima l'informazione analogica in uscita dall'amplificatore con un numero intero, viene registrata la distribuzione delle altezze degli impulsi che escono dall'amplificatore. L'informazione sull'altezza dell'impulso deve essere poi immagazzinata in un analizzatore multicanale (MCA), dove il numero dei segnali con ampiezza compresa in un certo intervallo viene conteggiato nel canale corrispondente. L'analizzatore MCA permette quindi di visualizzare lo spettro differenziale delle ampiezze dei segnali in entrata. Inoltre viene controllata la durata dei conteggi e visualizzata la frazione di tempo vivo rispetto al tempo reale di acquisizione dello spettro.

3. Sistema di registrazione e trattamento dei dati I dati immagazzinati nell'unità di memoria vengono trasmessi ad un calcolatore, in genere dotato di un software in grado di fornire una interfaccia grafica dello spettro, permettendo così di effettuarne una analisi immediata, che nel caso in questione è Isotopic della ditta Ortec.

1.2 ANALISI DI UNO SPETTRO GAMMA

L'informazione fornita da uno spettrometro gamma è normalmente espressa in termini di frequenza di impulsi in funzione dell'energia depositata dai fotoni (figura 2.6). Vediamo quali sono gli elementi caratteristici che costituiscono uno spettro gamma e che è necessario saper distinguere durante l'analisi:

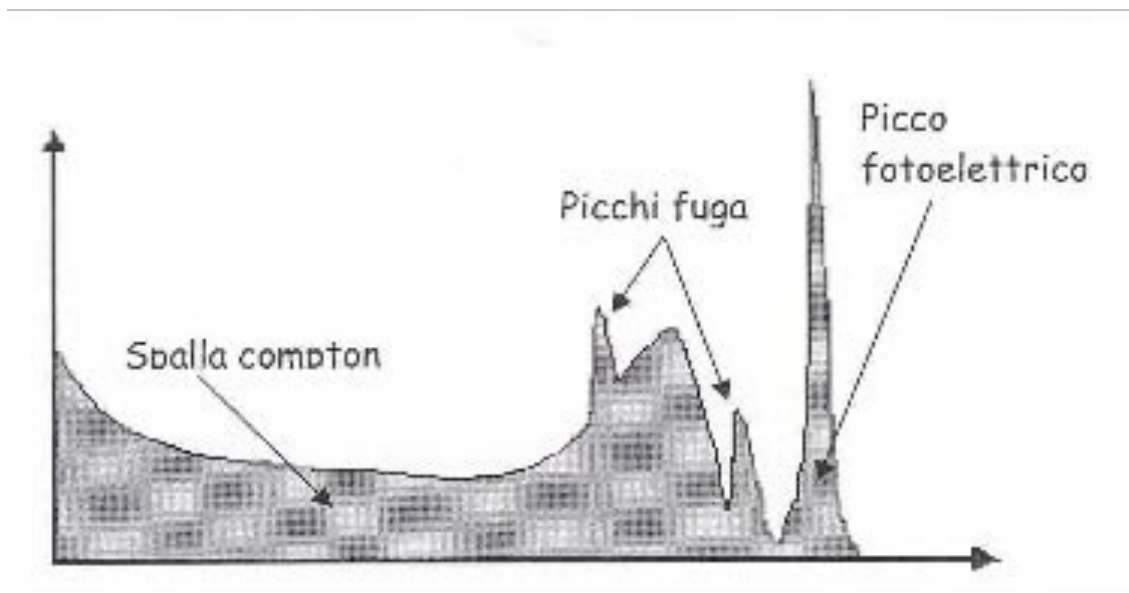


Figura 2.6: Funzione di risposta di un rivelatore per spettrometria gamma

Fotopicco In un processo di decadimento gamma le radiazioni emesse sono monocromatiche e possono cedere al rivelatore tutta la loro energia sia per mezzo di un singolo processo fotoelettrico che attraverso interazioni multiple; la distribuzione di impulsi risultante da più eventi di questo genere è detta fotopicco ed è rappresentativa dell'energia dei fotoni

interagenti. A causa della natura statistica dei processi che intervengono nella formazione del fotopicco, esso si presenta come una distribuzione gaussiana centrata attorno al valore corrispondente all'energia del fotone.

Distribuzione Compton È dovuta a processi di interazione Compton singoli o multipli dopo i quali il raggio gamma diffuso sfugge dal rivelatore. La distribuzione Compton di uno spettro gamma è caratterizzata da un massimo (Spalla Compton) che corrisponde a processi di interazione Compton nel rivelatore con retrodiffusione ($\theta = \pi$) del fotone e massimo trasferimento di energia all'elettrone. Tra il fotopicco ed il massimo della distribuzione Compton esiste una zona dello spettro detta valle Compton, dovuta sia all'assorbimento totale di fotoni che hanno subito, prima dell'ingresso nel rivelatore, una piccola deflessione Compton, sia ad elettroni che non esauriscono la loro energia cinetica nel rivelatore, sia a processi multipli d'interazione Compton senza assorbimento totale dell'energia del fotone.

Picco di retrodiffusione Quando i raggi gamma emessi dal campione interagiscono mediante processi Compton con il materiale che circonda il rivelatore (principalmente lo schermo usato per la riduzione del fondo) e vengono poi retrodiffusi verso il rivelatore, danno origine ad un picco (non gaussiano) la cui energia massima è uguale a ≈ 0.25 MeV. Il picco di retrodiffusione diventa meno importante via via che l'energia dei fotoni gamma aumenta. Per ridurre al minimo il picco di backscattering è molto importante minimizzare la distanza tra rivelatore e campione e massimizzare la distanza dello schermo dall'insieme rivelatore - campione.

Produzione di coppie Negli spettri gamma è sempre presente un picco a 511 KeV dovuto a interazioni con produzione di coppie nei materiali circostanti il rivelatore (schermatura) a seguito delle quali uno dei fotoni emessi durante l'annichilazione del positrone penetra nel rivelatore.

Picchi di fuga Si tratta dei picchi di uno spettro gamma dovuti a perdite da parte del rivelatore di quantità ben determinate di energia del fotone incidente. Sono normalmente dovuti ad interazioni con produzione di coppie ed uscita dal rivelatore della conseguente radiazione di annichilazione. Infatti, dopo un'interazione di questo tipo, uno (o entrambi) i fotoni di annichilazione da 0.51 MeV possono sfuggire dal rivelatore, causando un picco avente una energia di 0.51 MeV (o di 1.02 MeV) inferiore a quella del fotopicco. Naturalmente questi picchi di fuga possono essere osservati solo per energie dei fotoni gamma superiori a 1.02 MeV.

Picchi somma Vengono così chiamati i picchi dovuti alle interazioni di più fotoni nel rivelatore che avvengono in intervalli di tempo così brevi da essere rivelati come un solo evento. Il caso tipico di picco somma si ottiene quando si ha a che fare con dei radionuclidi che emettono due o più fotoni gamma in cascata la cui emissione avviene in pratica simultaneamente: se tutta l'energia dei fotoni incidenti viene ceduta al rivelatore viene prodotto un fotopicco corrispondente alla somma delle energie dei diversi fotoni.

Nel complesso uno spettro gamma si presenta come una composizione di più picchi a diverse energie, ognuno dei quali riconducibile alla presenza di un determinato radionuclide nel campione o ad uno degli effetti sopracitati.

1.3 INTERAZIONE RADIAZIONE-MATERIA

Per comprendere il funzionamento e la risposta di ogni tipo di rivelatore è necessario essere a conoscenza dei meccanismi tramite i quali la radiazione interagisce con la materia. Le particelle cariche, tra cui particelle α e β , essendo soggette alla forza di Coulomb, interagiscono continuamente con gli elettroni presenti nel materiale attraversato; per questo riescono a percorrere solo brevi distanze prima di cedere tutta la loro energia. Viceversa i raggi X, γ ed i neutroni non posseggono carica elettrica e devono quindi subire un'interazione che alteri profondamente le loro proprietà per poter essere rivelati: in genere si ha il trasferimento di tutta o parte dell'energia posseduta a elettroni o particelle cariche secondari. A seguito vedremo in dettaglio quali sono i meccanismi di interazione dei raggi γ e delle particelle α , sulla cui rivelazione si basa la strumentazione adottata nel corso di questo lavoro di tesi.

1.3.1 Radiazione γ

Sono tre i principali modi di interazione dei raggi gamma con la materia per energie dell'ordine del MeV, range tipico della spettrometria gamma: effetto fotoelettrico, scattering Compton, produzione di coppie. Ognuno di tali processi porta al parziale o totale trasferimento di energia dal fotone all'elettrone, risultando in cambiamenti repentini della traiettoria della radiazione.

Effetto fotoelettrico In questo tipo di processo tutta l'energia $h\nu$ del fotone incidente viene trasferita ad un elettrone atomico del mezzo attraversato. Se tale elettrone ha energia di legame E_b viene quindi espulso dall'atomo con un'energia cinetica pari a:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b$$

La lacuna creata nell'atomo ionizzato può causare la cattura di un elettrone libero e il conseguente riassetto degli elettroni sulle shell più esterne dando origine a raggi X caratteristici. Tutti questi processi verranno rivelati in coincidenza dando luogo al picco detto full energy peak nello spettro differenziale, centrato intorno al valore di energia $h\nu$. L'effetto fotoelettrico è il fenomeno predominante nell'interazione dei raggi gamma di energia relativamente bassa (minore di 100 KeV) ed ha maggior incidenza nei materiali ad elevato Z. Una buona approssimazione per il valore della sezione d'urto si può ricavare dalla formula seguente:

$$\sigma_{ph} \propto Z^n / E_\gamma^{3.5}$$

dove n varia tra 4 e 5. A causa della dipendenza da Z della sezione d'urto fotoelettrica vengono scelti materiali ad elevato numero atomico sia per la schermatura sia per i rivelatori usati nella spettrometria gamma.

Scattering Compton Anche in questo caso si tratta di interazione tra un fotone ed un elettrone del materiale assorbitore in cui il gamma incidente viene deflesso di un angolo θ rispetto alla direzione iniziale. L'energia finale del fotone è data da:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

In tal modo solo parte dell'energia posseduta dal fotone viene trasferita all'elettrone nella forma di energia cinetica. La frazione di energia trasferita dipende dunque dall'angolo θ ed è nulla per $\theta = 0$ e massima per $\theta = \pi$. L'effetto Compton dà origine alla parte continua dello spettro differenziale, presente nella porzione di energia inferiore a quella del picco fotoelettrico. La probabilità di subire scattering Compton dipende dal numero di elettroni per atomo disponibili e di conseguenza cresce linearmente con Z .

La sezione d'urto è data infatti, nel limite per alte energie, dalla relazione seguente:

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E} \ln\left(\frac{E}{mc^2}\right)$$

Questo tipo di processo risulta dominante, per ogni valore di Z , per energie superiori a 1 MeV ed inferiori a 5 MeV.

Produzione di coppie Questo processo è possibile se l'energia del fotone supera di due volte il valore dell'energia di massa dell'elettrone a riposo, cioè se:

$$h\nu \geq 2m_0c^2 = 1.02 \text{ MeV}$$

Possono allora generarsi coppie elettrone-positrone che si muovono con energia cinetica totale:

$$Ee^- + Ee^+ = h\nu - 2m_0c^2$$

L'elettrone e il positrone rilasciano la propria energia nel mezzo attraversato e nel caso di energia molto bassa del positrone (dell'ordine dell'energia termica degli elettroni del mezzo) questo può annichilarsi con un elettrone, dando origine a due fotoni di energia pari a 511 KeV ciascuno.

Considerando un fascio collimato di raggi gamma monoenergetici, si osserva che la sua attenuazione dovuta al passaggio in un mezzo assorbitore con coefficiente di attenuazione lineare μ (espresso in cm^{-1}) segue la legge esponenziale:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu t}$$

dove:

I_0 = è l'intensità del fascio iniziale

t = è lo spessore del mezzo assorbitore

I = è l'intensità del fascio trasmesso attraverso lo spessore t .

In genere però si trova tabulato il coefficiente di attenuazione di massa μ_m espresso in cm^2/g e legato al coefficiente di attenuazione lineare dalla:

$$\mu[\text{cm}^{-1}] = \mu_m \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \cdot \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$$

È bene sottolineare che l'attenuazione della radiazione gamma segue la legge (2.17) solo in condizioni di buona geometria: nel caso più realistico in cui il fascio non risulti perfettamente collimato è necessario tenere conto di un fattore correttivo, denominato fattore di buildup ed indicato con $B(t, E_\gamma)$. In tal caso la legge esponenziale viene rimpiazzata dalla seguente espressione:

$$I = B(t, E_\gamma) I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Ogni singolo processo di interazione descritto in precedenza contribuisce a rimuovere i fotoni dal fascio incidente secondo un certo valore caratteristico di probabilità. Di conseguenza il coefficiente di attenuazione lineare è dato dalla somma dei coefficienti di attenuazione parziale dell'effetto fotoelettrico (τ), Compton (σ) e produzione di coppie (K):

$$\mu = \sigma + \tau + K$$

1.4 STRUMENTI DI MISURA PER SPETTROSCOPIA GAMMA

1.4.1 Introduzione

Questo capitolo ha lo scopo di illustrare il principio di funzionamento e le caratteristiche dei rivelatori in genere utilizzati per spettroscopia gamma, con particolare riguardo per i diodi al germanio.

1.4.2 Generalità sui Rivelatori

Il funzionamento di ogni tipo di rivelatore si basa sull'interazione di una singola particella o di un singolo quanto di energia, quali ad esempio una particella α o un fotone γ , con il materiale che costituisce il rivelatore stesso. In tal modo, tutta o parte dell'energia posseduta dalla radiazione viene trasferita alla massa del rivelatore e convertita in una diversa forma, adatta ad essere trattata elettronicamente. In generale il tempo di interazione è davvero molto breve: si parla tipicamente di pochi nanosecondi nel caso di rivelatori a gas e di pochi picosecondi nei solidi. Nell'apposita sezione saranno descritti i tipi di interazione possibili della radiazione gamma e alfa con la materia e quindi, nel nostro caso, con il rivelatore. Per quanto riguarda la forma di conversione dell'energia depositata, essa dipende dal tipo di rivelatore. Gran parte dei rivelatori, tra cui quelli utilizzati per lo svolgimento di questa tesi, forniscono un tipo di risposta che viene poi trasferita in impulsi elettrici, in seguito adeguatamente processati: se necessario tali segnali passano attraverso una catena elettronica in cui possono venire filtrati, amplificati e infine trasformati in segnale di tipo digitale. Solitamente questi rivelatori sono anche in grado di fornire informazioni sull'energia depositata dalla radiazione, essendo gli impulsi elettrici di risposta, ad essa proporzionali. Per i rivelatori a stato solido, a gas e a scintillazione, con qualche precisazione per questi ultimi, è possibile elaborare un modello semplificato del principio di funzionamento: la radiazione incidente deposita una certa quantità di energia E , la quale libera una carica Q ad essa proporzionale che viene raccolta tramite l'imposizione di un campo elettrico; il tempo di raccolta varia da un rivelatore all'altro perché dipende dalla mobilità dei portatori di carica e dalla distanza media che questi devono percorrere. Dunque un singolo quanto di radiazione o

una singola particella genera un impulso di corrente $i(t)$ che scorre per un tempo pari al tempo di raccolta t_c ed è legato alla carica Q dall'integrale

$$Q = \int_0^{t_c} i(t) dt$$

Se la forma dell'impulso, caratteristica della catena elettronica, non cambia da un evento all'altro, l'ampiezza del segnale in uscita è direttamente proporzionale alla carica Q che lo ha generato, permettendo così di risalire all'energia della radiazione incidente.

In una situazione reale avremo però l'interazione di più quanti di radiazione di diversa energia in un certo periodo di tempo; questi andranno a formare una distribuzione di impulsi, comunemente visualizzata nella forma di distribuzione differenziale del numero di impulsi di data ampiezza $dN = dH$ in funzione dell'ampiezza stessa H . Il numero totale degli impulsi N_0 può essere ottenuto integrando sull'intero spettro:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH$$

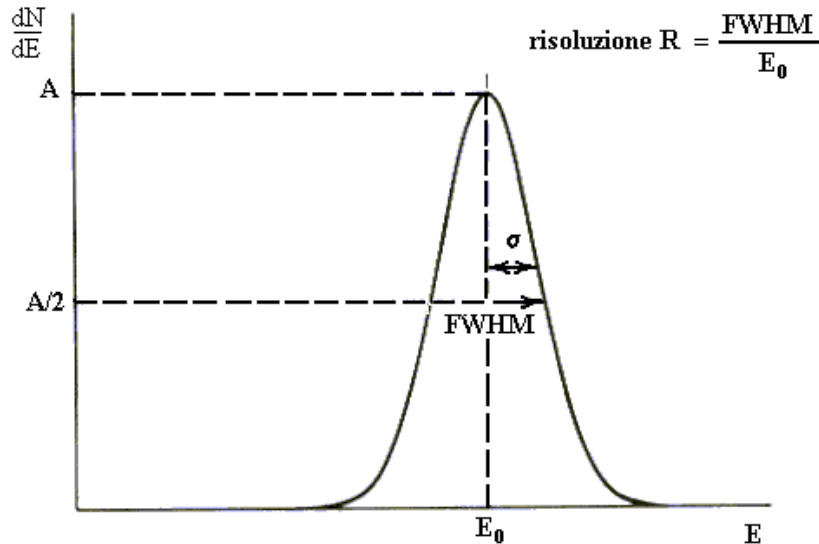
Nel caso di analisi spettrometriche, lo scopo è proprio quello di analizzare la distribuzione in energia della radiazione incidente. Per poter scegliere in maniera adeguata il rivelatore, in dipendenza dall'utilizzo che se ne intende fare, è di fondamentale importanza tener conto di almeno tre parametri fondamentali: risoluzione, efficienza e tempo morto.

1.4.3 Risoluzione

Per valutare questa importante proprietà dei rivelatori è necessario osservare la risposta dello strumento ad una sorgente monoenergetica di radiazione. In tal caso ci si aspetterebbe nello spettro differenziale la presenza di un picco molto stretto (delta di Dirac), perché tutti gli impulsi dovrebbero presentare la medesima ampiezza. Ciò non avviene in pratica a causa dei fenomeni stocastici che governano i processi di interazione della radiazione con la materia. Se sono presenti varie sorgenti di fluttuazione, ciascuna simmetrica ed indipendente, la risposta ad una radiazione monocromatica presenterà una forma gaussiana, secondo quanto previsto dalla teoria statistica. La risoluzione, che quantifica la capacità del rivelatore di distinguere tra valori di energia della radiazione molto vicini tra loro, è data dalla larghezza a metà altezza (FWHM) del picco; solitamente si trova espressa in percentuale, calcolata come:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \times 100$$

dove H_0 o E_0 (dipende da come vogliamo chiamare la grandezza) rappresenta l'ampiezza al centro del picco (ampiezza media). Ovviamente al crescere di R decresce la possibilità di separare due righe vicine. Le cause delle fluttuazioni che danno origine alla forma gaussiana della funzione di risposta sono diverse:



Rumore statistico: è legato alla natura discreta del segnale e per questo rappresenta una fonte irriducibile di fluttuazione ed un limite ineliminabile alla risoluzione. La carica Q generata nel rivelatore non è una variabile continua, ma al contrario è determinata da un numero discreto di portatori di carica, soggetto a variazioni casuali da evento a evento. Una stima dell'ammontare delle fluttuazioni può essere fatta assumendo una distribuzione poissoniana per la formazione di ogni portatore di carica: se in media vengono prodotte N ionizzazioni ci si aspetta una deviazione standard σ pari a $\sqrt{N}$, che costituisce il rumore statistico.

Poichè N è tipicamente un numero grande, la funzione di risposta ha la forma di una gaussiana:

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Il parametro σ determina la larghezza a metà altezza della gaussiana tramite la relazione:

$$FWHM = 2.35\sigma$$

La risposta di molti rivelatori è approssimativamente lineare, cioè $H_0 = KN$ (K costante di proporzionalità); ciò implica $\sigma = \sqrt{N}$ da cui la risoluzione dovuta solo al rumore statistico può essere calcolata come:

$$R = \frac{2.35}{\sqrt{N}}$$

La risoluzione quindi aumenta al crescere di N : la popolarità dei semiconduttori ad esempio è dovuta al fatto che un gran numero di portatori viene generato per unità di energia depositata. La statistica poissoniana adottata in questa trattazione non è in realtà del tutto adeguata perchè i processi considerati non sono indipendenti tra loro. Sono stati infatti

riscontrati valori di R inferiori di un fattore 3 o 4 rispetto al minimo predetto. Si introduce allora un termine correttivo detto fattore di Fano $F < 1$ tale per cui la risoluzione risulta:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}}$$

Rumore elettronico: è legato alle fluttuazioni di corrente che si manifestano nei circuiti elettronici che costituiscono l'apparato di misura: maggiore è il numero di componenti la catena elettronica maggiore è la probabilità che si origini questo tipo di disturbo. Questo tipo di rumore dipende dalle correnti di fuga del rivelatore e dal rumore intrinseco degli elementi che costituiscono la catena elettronica, presenta uno spettro di frequenze molto ampio e si manifesta tramite fluttuazioni casuali in uscita dall'amplificatore.

Fluttuazione nella raccolta di carica: è legata alla eventuale perdita o alla raccolta incompleta di portatori di carica e dipende dalle caratteristiche del rivelatore. Nei semiconduttori una possibile causa della perdita di portatori è l'intrappolamento (trapping) da parte di impurezze residue indesiderate.

1.4.4 Efficienza

Questo parametro è di fondamentale importanza per poter relazionare il numero di impulsi contati dall'apparato di misura con il numero effettivo di particelle o quanti di radiazione emessi dalla sorgente in studio. Infatti non tutta la radiazione dà luogo ad un impulso di risposta nel rivelatore a causa di vari fattori:

configurazione geometrica: naturalmente solo la radiazione emessa nella direzione del rivelatore e che inoltre riesce a superare la distanza che lo separa dalla sorgente potrà essere registrata;

assorbimento da parte di materiali: la radiazione può essere soggetta all'attenuazione da parte di materiali interposti tra sorgente e volume attivo del rivelatore, nonché a fattori di autoassorbimento nel caso di sorgente estesa;

fattore di interazione: dipende dal range di interazione della radiazione e dal volume attivo del rivelatore; le particelle α e β solitamente interagiscono rapidamente perdendo tutta la loro energia su breve distanza, mentre i fotoni necessitano volumi di rivelazione maggiori.

tempo di risposta: si tratta della capacità dell'apparato di misura di distinguere tra due eventi vicini nel tempo ed è quindi legato al tempo morto.

L'efficienza è il parametro che quantifica la frazione della radiazione emessa dalla sorgente che, interagendo all'interno del rivelatore, viene registrata come evento utile.

È bene distinguere tra efficienza assoluta ed efficienza intrinseca del sistema:

Efficienza assoluta definita come:

$$\epsilon_{\text{ass}} = \frac{\text{numero di eventi rivelati}}{\text{numero di fotoni o particelle emessi dalla sorgente}}$$

Dipende sia dalle proprietà del rivelatore sia dalla configurazione geometrica del sistema: distanza della sorgente, angolo solido visto dallo strumento.

Efficienza intrinseca definita dalla:

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{numero di eventi rivelati}}{\text{numero di fotoni o particelle incidenti sul rivelatore}}$$

In questo modo si elimina la dipendenza dalla geometria di misura. Ciò che determina l'efficienza intrinseca è dunque l'energia della radiazione, il materiale di cui è costituito il rivelatore ed il suo spessore nella direzione di incidenza.

Per sorgenti isotropiche le due classi di efficienza sono legate dalla relazione:

$$\epsilon_{int} = \epsilon_{ass}(4\pi/\Omega)$$

dove Ω rappresenta la frazione di angolo solido del rivelatore vista dalla sorgente.

L'efficienza di conteggio può essere anche classificata in base alla natura degli eventi registrati:

se si accettano tutti gli eventi registrati dal rivelatore, integrando sull'area sottesa dall'intero spettro differenziale, si parla di efficienza totale;

se si considerano solo le interazioni in cui la radiazione deposita tutta l'energia posseduta si parla di efficienza di picco: tali eventi sono evidenziati dalla presenza di un picco nello spettro differenziale (full energy peak), contrapposto alla distribuzione continua generata dalla radiazione che deposita solo parte della propria energia.

1.4.5 Tempo morto

La registrazione di un evento da parte dell'apparato di misura non è istantanea, ma richiede un certo lasso di tempo che dipende dalle caratteristiche del rivelatore e dell'elettronica: si tratta del tempo morto, durante il quale l'apparato di misura rimane inattivo. Esso rappresenta la distanza temporale minima che deve separare due eventi affinché questi vengano registrati separatamente. Poiché i processi di decadimento sono governati da leggi di natura stocastica, vi è sempre una certa probabilità che un evento reale venga perso. È dunque importante conoscere il tempo morto per poter apportare le dovute correzioni.

1.5 NORME ISO SULLA DETERMINAZIONE DEL LIMITE DI DECISIONE NELLE MISURE DI RADIOATTIVITÀ

Le misure di radioattività in matrici ambientali sono spesso confrontabili con i valori del fondo. È allora necessario disporre di criteri oggettivi per stabilire l'eventuale presenza dei radionuclidi di interesse nei campioni analizzati.

A tal fine viene specificato il valore di un parametro statistico che quantifica la capacità strumentale di rivelazione: il **limite di decisione**. Questo parametro è alla base della valutazione della significatività statistica delle misure e, come le incertezze di misura, costituisce parte integrante di un risultato sperimentale.

In una misura di radioattività, il valore di lettura associato al campione in analisi, R_s , deve essere corretto per il valore di lettura associato al fondo, R_0 . Il valore di lettura netto, R_n , è dato da:

$$R_n = R_s - R_0$$

Per valore di lettura si intende la risposta di uno strumento di misura (conteggio di impulsi, rateo di conteggi di impulsi, corrente di ionizzazione, indicazione analogica del rateo di impulsi, ecc.) che è utilizzata nella procedura di misurazione.

Siano ρ_s, ρ_0, ρ_n e $\sigma_s, \sigma_0, \sigma_n$ rispettivamente i valori di aspettazione e gli scarti tipo di R_s, R_0, R_n . Qualora R_n risulti significativamente diverso da zero, si potrà affermare che vi è un contributo al valore di ρ_s da parte del campione in analisi.

Nel test di significatività per R_n si assume l'ipotesi nulla, H_0 :

$H_0) \rho_s = \rho_0$, ossia $\rho_n = 0$ (non è presente un contributo da parte del campione) e la corrispondente ipotesi alternativa, H_1 :

$H_1) \rho_s = \rho_0$, ossia $\rho_n > 0$ (è presente un contributo da parte del campione).

Il **limite di decisione** è definito come il valore critico R_n^* di R_n , per il test statistico di decisione tra le ipotesi H_0 e H_1 , con probabilità assegnata di commettere un errore di falsa rivelazione o falso positivo (rifiuto dell'ipotesi H_0).

L'espressione di R_n^* nel caso di una distribuzione normale per la variabile R_n , è

$$R_n^* = K_\alpha \cdot \sigma_n$$

dove K è la variabile standardizzata della distribuzione normale corrispondente alla probabilità (test ad una coda).

Il valore sperimentale ottenuto di R_n viene confrontato con R_n^* . Se $R_n > R_n^*$ l'ipotesi H_0 viene rigettata (ciò comporta l'accettazione dell'ipotesi H_1). Il parametro σ_n nell'equazione di sopra riportata, rappresenta la componente statistica dell'incertezza di R_n , dovuta a tutte le possibili fonti di variabilità nelle misure di R_s e R_0 . Questo è il parametro determinante per la valutazione di R_n^* . Nelle ipotesi seguenti:

1. errori sistematici nella determinazione di R_s e R_0 trascurabili;
2. R_s e R_0 variabili statisticamente non correlate;
3. R_s e R_0 determinati mediante procedure di misura identiche.

si ha:

$$\sigma = (\sigma_s^2 + \sigma_0^2)^{1/2} ; (2\sigma_0^2)^{1/2} = \sqrt{2} \cdot \sigma_0$$

dove si è considerato il caso in cui risultino confrontabili gli scarti tipo del segnale di lettura del campione in analisi e del fondo.

In base alle equazioni esplicitate può essere espressa in termini di σ_0 :

$$R_n^* = \sqrt{2} \cdot K_\alpha \cdot \sigma_0$$

Nelle ipotesi fatte, la determinazione di variabilità di R_0 costituisce la base di valutazione del livello di decisione.

Nel caso di misure di conteggi, se supponiamo che la grandezza R_0 segua la statistica di Poisson, si può scrivere:

$$\sigma_0 = (R_0)^{1/2}$$

e quindi:

$$R_n^* = \sqrt{2} \cdot K_\alpha \cdot (R_0)^{1/2}$$

Inoltre, se si assume una probabilità di errore del 5%, come suggerito dalle indicazioni ISO, il valore di K_α è pari a circa 1.645 e si ha pertanto:

$$R_n^* = \sqrt{2} \cdot 1.646 \cdot (R_0)^{1/2} ; 2.32 \cdot (R_0)^{1/2}$$

La grandezza **minima attività rivelabile (MDA)**, che corrisponde alla più piccola quantità di attività di una sorgente per la quale è possibile osservare una risposta significativamente distinta dal fondo, è ricavabile dalla formula riportata:

$$MDA ; 2.32 \cdot \frac{\sqrt{\frac{R_0 / \text{tempo di misura (s)}}{\text{efficienza di rivelazione (\% di litro)}}}}{\text{efficienza di rivelazione (\% di litro)}}$$

Tale scelta è giustificata dalle seguenti considerazioni:

- il livello di decisione è ottenuto e di conseguenza, il minimo segnale rivelabile per unità di tempo corrisponde alla grandezza

$$\frac{2.32\sqrt{R_0}}{\text{tempo di misura (s)}};$$

per ottenere la minima attività rivelabile è necessario, infine, dividere quest ultima quantità per il valore dell'efficienza di rivelazione stimata, che tiene conto anche del volume attivo del rivelatore e si ottiene così il valore dell' MDA, corrispondente ad un certo tempo di misura, espresso in Bq/l, se siamo in presenza di sostanze gassose o liquide, mentre Bq/Kg ad esempio in presenza di sostanze solide.

1.6 SEMICONDUTTORI E DIODI AL GERMANIO

Nel campo della rivelazione della radiazione gamma sono di particolare interesse i rivelatori a semiconduttore, che sono costituiti da un diodo semiconduttore inversamente polarizzato. Il loro principio di funzionamento si basa sulle proprietà dei solidi cristallini che mostrano una tipica struttura a bande: la banda di valenza, che rappresenta gli elettroni legati al reticolo cristallino, e la banda di conduzione, con la quale si identificano gli elettroni liberi di “migrare” nel cristallo e che contribuiscono alle sue proprietà conduttive.

Il fenomeno della conduzione elettrica per un semiconduttore è dovuto a due effetti: quello degli elettroni che si muovono nella banda di conduzione e quello delle lacune che si muovono nella banda di valenza, separate da un salto energetico dell'ordine dell'eV. Coppie elettrone-lacuna sono costantemente generate a causa dell'energia termica ma, allo stesso tempo alcune di esse si ricombinano finché si raggiunge una situazione di equilibrio statistico. Il meccanismo principale di ricombinazione avviene tramite i centri di ricombinazione dati dalle impurezze del reticolo cristallino. Questo fenomeno può essere amplificato e tenuto sotto controllo tramite il “drogaggio”. Cristalli di Silicio o Germanio possono essere drogati tramite l'aggiunta di piccole quantità di materiale detto donatore, creando un eccesso di elettroni, oppure con un materiale detto accettore, ottenendo un eccesso di lacune. I semiconduttori così drogati vengono chiamati rispettivamente “di tipo n” o “di tipo p”. Formando due regioni adiacenti con drogaggi opposti nel medesimo cristallo semiconduttore si ottiene una giunzione p-n. A causa delle differenti concentrazioni di elettroni e di lacune vi è una iniziale diffusione degli elettroni verso la regione p e delle lacune verso la regione n.

All'equilibrio si crea una differenza di potenziale di contatto che impedisce ulteriore diffusione. La zona di variazione del potenziale, detta zona di svuotamento, ha la proprietà di essere libera da ogni possibile portatore di carica. Nei rivelatori di particelle questa zona può essere estesa polarizzando inversamente la giunzione p-n, cioè applicando esternamente alla regione n un potenziale maggiore di quello della regione p. La radiazione incidente interagisce nella zona di svuotamento perdendo energia per ionizzazione e producendo coppie elettrone - lacuna che vengono raccolte dal campo elettrico intrinseco e da quello prodotto dalla polarizzazione inversa. Il vantaggio principale dei rivelatori a semiconduttore è dovuto al fatto che l'energia per creare una coppia elettrone-lacuna è assai bassa (circa 1/100 di quella richiesta per la generazione di un fotoelettrone in uno scintillatore): questo si traduce in un'ottima risoluzione.

In particolare per il Germanio l'energia necessaria per creare una coppia è di soli 2.96 eV a 77 K (non è possibile utilizzare rivelatori al Germanio a temperatura ambiente a causa del rumore termico).

Per aumentare lo spessore della zona sensibile si inserisce tra la zona p e la zona n una zona di semiconduttori compensati (detti di tipo i.) per i quali le concentrazioni di donatori ed accettori sono le stesse. Questi rivelatori *p-i-n* hanno un campo elettrico interno pressochè costante.

Nel caso dei rivelatori HPGe (High Purity Germanium) la parte .i. è costituita da una zona iperpura (meno di 10¹⁰ atomi/cm³ di impurezze). Rivelatori di questo tipo, che possono raggiungere volumi dell'ordine del litro, hanno l'enorme vantaggio di non dover essere tenuti continuamente a basse temperature: il raffreddamento è necessario solo se viene applicata la tensione di polarizzazione, che in questo caso, a causa delle maggiori dimensioni della zona sensibile è dell'ordine di qualche migliaio di Volt.

La tecnica sviluppata per produrre questi cristalli ultrapuri si chiama zone refining: le impurezze vengono progressivamente eliminate scaldando localmente il germanio.

Poiché le impurezze sono più solubili nel germanio fuso che in quello solido, queste vengono rimosse iterando il processo. Il cristallo viene quindi fatto “crescere” a partire da questo germanio trattato. Se le impurezze nette rimanenti sono accettori, le proprietà elettriche del conduttore sono quelle di un cristallo debolmente drogato di tipo p, altrimenti di tipo n. La zona di svuotamento si ottiene creando una struttura a diodo;

per esempio si evapora del litio su una superficie del cristallo debolmente drogato di tipo p creando un contatto n⁺ che ha spessori tipici dell'ordine di $\approx 600 \mu\text{m}$. Su un'altra superficie si impiantano ioni di boro con spessori tipici di $\approx 0.3 \mu\text{m}$ creando un contatto p⁺. Applicando una tensione inversa le cariche si separano e si crea la zona detta a svuotamento totale che costituisce il volume attivo del rivelatore; gli strati morti sono dati dagli spessori dei contatti che in un HPGe sono ridottissimi. Per costruire rivelatori con un volume attivo molto grande ($\approx 400 \text{ cm}^3$) si utilizza inoltre la geometria coassiale illustrata nelle figure (2.4) e (2.5). Nel caso a) un elettrodo viene fabbricato sulla superficie cilindrica esterna del cristallo, mentre un secondo contatto viene creato rimuovendo la parte centrale lungo l'asse e posizionandolo sulla superficie cilindrica interna. La configurazione b) evita possibili correnti di perdita sulla superficie frontale; inoltre, offre una finestra d'entrata utile anche per radiazione debole se realizzata con contatto elettrico sottile. Poiché le linee di campo elettrico non sono più completamente radiali si creano regioni con campo elettrico ridotto vicino ai bordi del cristallo. La configurazione c) nasce per ovviare a questo problema: la cavità centrale viene ulteriormente estesa e tutti gli spigoli arrotondati.

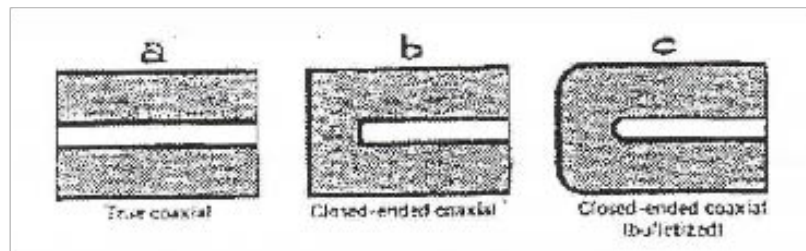


Figura 2.4: Forme più comuni per rivelatori coassiali a grande volume viste di sezione rispetto all'asse cilindrico del cristallo

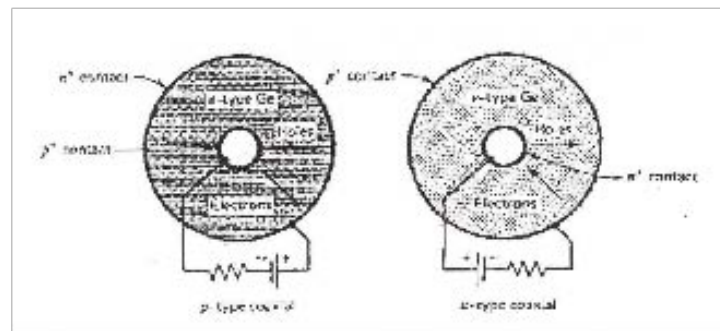


Figura 2.5: Forme più comuni per rivelatori coassiali a grande volume viste di sezione perpendicolarmente rispetto all'asse cilindrico del cristallo

CAPITOLO 2

DOSIMETRIA A TERMOLUMINESCENZA

2.1 GENERALITÀ SULLA TERMOLUMINESCENZA

La termoluminescenza è il fenomeno di emissione luminosa da parte di un materiale isolante o semiconduttore quando è riscaldato dopo aver assorbito energia da una radiazione ionizzante.

La radiazione emessa presenta quindi una lunghezza d'onda molto maggiore di quella incidente (la radiazione luminosa ha energia dell'ordine dell' eV mentre le radiazioni ionizzanti possono presentare energie superiori alle centinaia di Kev).

Molti materiali naturali e sintetici presentano questo fenomeno che trova applicazioni non solo nella dosimetria delle radiazioni ionizzanti (personale, ambientale, clinica), che ha avuto un forte incremento a partire dai lavori di Daniels nel 1953, ma anche nell'archeologia (nella datazione di antiche ceramiche tramite la misura della dose relativa alla radiazione di fondo naturale) e nella ricerca di stato solido in genere al fine di studiare i difetti nei semi conduttori e negli isolanti.

La luminescenza in genere viene classificata in base al tempo di decadimento caratteristico τ_c , che rappresenta l'intervallo tra l'interazione con la radiazione incidente e la seguente emissione dell'energia di eccitazione allora si parla di:

fluorescenza se $\tau_c < 10^{-8}$ sec.,

fosforescenza veloce se $10^{-8} < \tau_c < 10^{-4}$ sec.,

fosforescenza ritardata se $\tau_c > 10^{-4}$ sec.,

I materiali termoluminescenti appartengono a quest'ultima categoria e sono caratterizzati da $\tau_c > 10^2$ sec e che può raggiungere l'ordine dei miliardi di anni.

2.2 MODELLO FISICO PER LA TERMOLUMINESCENZA

Esistono vari modelli per spiegare il fenomeno della termoluminescenza; uno di questi è il modello dell'elettrone mobile, basato sulla teoria delle bande di energia in un reticolo cristallino.

La figura II.1 rappresenta i livelli energetici di un elettrone in un isolante:

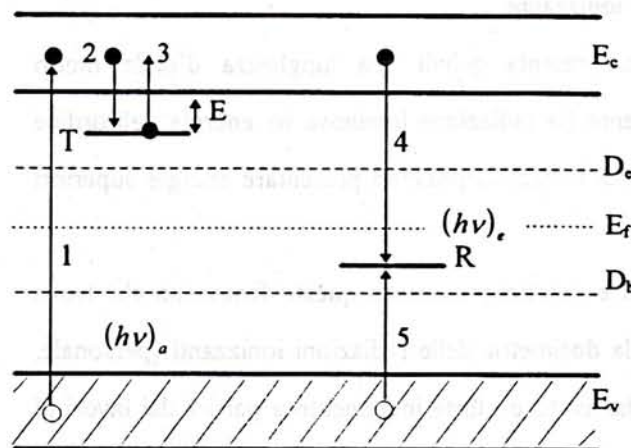


Fig. II.1: Schema semplificato della termoluminescenza

I livelli sono concentrati nella banda di valenza e in quella di conduzione, separate da un intervallo di energia detto banda proibita o energy gap.

I materiali con una struttura cristallina senza difetti, (cristalli perfetti), non presentano livelli energetici tra queste due bande. Al contrario quando il reticolo cristallino presenta dei difetti sia intrinseci sia dovuti a impurità addizionali (elementi attivatori), il reticolo stesso è distorto localmente e sorgono dei livelli energetici localizzati tra la banda di valenza e la banda di conduzione come i livelli T e R di figura II 1.

Allo stato fondamentale gli elettroni sono tutti situati nella banda di valenza e nei livelli energetici più bassi dei difetti. Durante l'irraggiamento gli elettroni acquistano sufficiente energia da poter passare dalla banda di valenza a quella di conduzione (transizione I. in fig. II.1) creando coppie di eccitoni (elettrone / lacuna) che migrano nel reticolo verso le zone di influenza degli elementi attivatori i quali fungono da trappole (sono energeticamente favoriti) sia per gli elettroni sia per le lacune. In tal modo, se la diseccitazione degli eccitoni da questi livelli energetici è fortemente inibita, dopo l'irradiazione si ha una certa quantità di energia immagazzinata nel cristallo sotto forma di cariche separate; questa energia rappresenta il nucleo, che si conserva nel tempo, dell'informazione dosimetrica che si deve ottenere.

Se il cristallo viene riscaldato le cariche possono essere rilasciate termicamente dalle trappole. La temperatura alla quale le cariche vengono liberate dipende dalla differenza di energia E (vedi fig. II.1) tra trappola e banda di conduzione per gli elettroni e tra trappola e banda di valenza per le lacune.

Dopo essere stati riportati nella banda di conduzione gli elettroni possono ritornare allo stato fondamentale ricombinandosi con le lacune (nei centri R indicati in fig. II. 1) con emissione di luce.

Il difetto del reticolo dal quale l'elettrone è rilasciato è chiamato centro di intrappolamento o più semplicemente trappola, mentre il difetto dove elettrone e lacuna si ricombinano è chiamato centro di ricombinazione o centro luminescente.

Si può fornire ora una descrizione un po' più quantitativa e approfondita della termoluminescenza.

La soluzione dell' equazione di Schroedinger per un elettrone soggetto a un potenziale periodico, come può essere quello che descrive un reticolo cristallino infinito e perfetto, rileva che le energie per esso ammesse risiedono in intervalli continui, separati da bande proibite; l'ultima banda occupata è detta di valenza mentre quella successiva è detta di conduzione.

La funzione $N(E)$ di densità degli stati occupati descrive la possibilità di occupazione degli stati accessibili:

$$N(E) = Z(E) f(E)$$

in cui

$$f(E) = \left(e^{(E-E_f)/kT} + 1 \right)^{-1}$$

è la distribuzione di Fermi – Dirac (spin 1/2); $Z(E)$ rappresenta la densità degli stati disponibili all'energia E considerate.

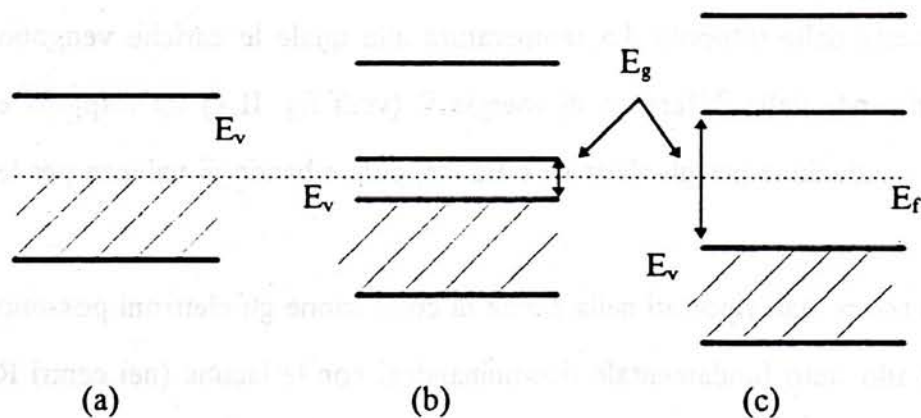


Fig. II.2: Energia di Fermi nei conduttori (a), nei semiconduttori (b) e negli isolanti (c).

Si possono caratterizzare i conduttori, i semi conduttori e gli isolanti come sono rappresentati in figura II.2 dalla quale si vede che negli ultimi due, E_f è maggiore della massima energia della banda di valenza per cui alla temperatura dello zero assoluto gli elettroni sono tutti disposti nella banda di valenza e nei livelli energetici più bassi delle trappole (cfr. fig. II.3) e non vi può essere conduzione. A temperatura ambiente invece nei semiconduttori vi può essere una debole conduzione dovuta agli elettroni della coda della distribuzione di Fermi che giungono in banda di conduzione.

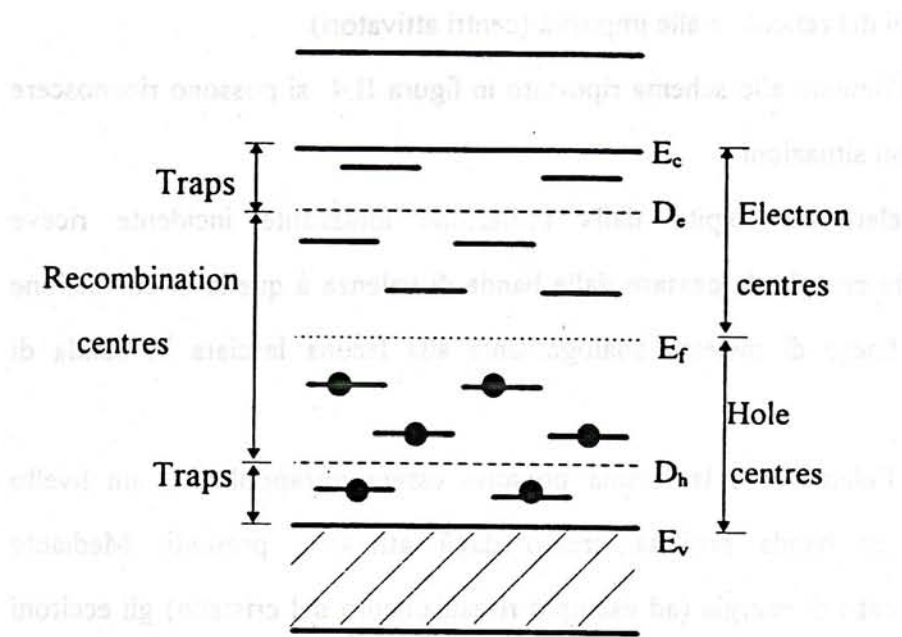


Figura II.3: Distribuzione degli elettroni allo zero assoluto in un semiconduttore

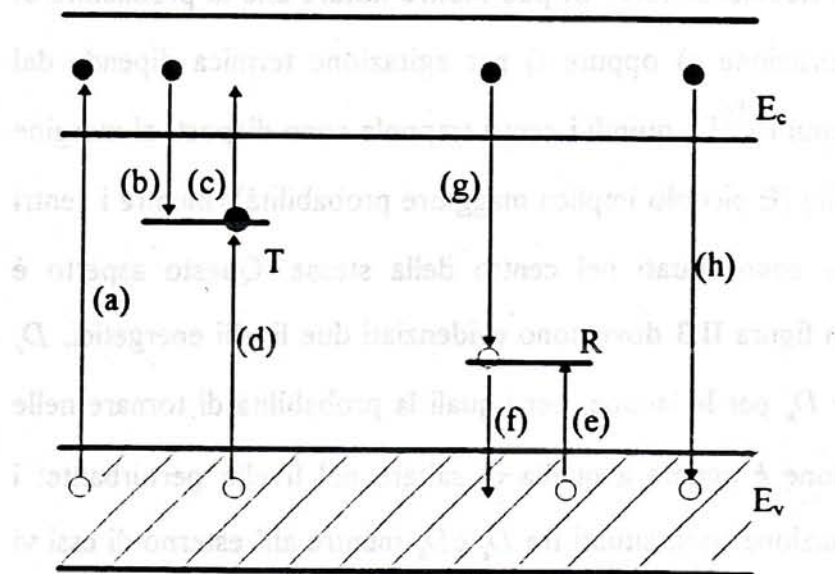


Figura II.4: Schema del modello a due livelli

In figura II.3 sono rappresentati nella banda proibita anche i livelli energetici dei centri di ricombinazione e dei centri trappola, dovuti ai difetti strutturali del reticolo e alle impurità (centri attivatori).

In riferimento allo schema riportato in figura II.4 si possono riconoscere le seguenti situazioni:

- a) l'elettrone colpito dalla radiazione ionizzante incidente riceve sufficiente energia da passare dalla banda di valenza a quella di conduzione dove è libero di migrare analogamente alla lacuna lasciata in banda di valenza;
- b).e) l'elettrone e la lacuna possono essere intrappolati in un livello discreto in banda proibita creato dagli attivatori presenti. Mediante assorbimento di energia (ad esempio riscaldamento del cristallo) gli eccitoni possono essere liberati dalle trappole c) ed f);
- h) l'eccitone può diseccitarsi direttamente (l'elettrone ritorna nella banda di valenza) oppure in modo indiretto, come rappresentato, nel caso d) e g).

Il livello energetico perturbato si chiama trappola proprio quando la transizione c) è molto più probabile della d), viceversa rappresenta il già definito centro di ricombinazione. Si può inoltre notare che la probabilità di compiere una transizione c) oppure f) per agitazione termica dipende dal fattore di Boltzmann $e^{-E/kT}$, quindi i centri trappola sono disposti al margine della banda proibita (E piccolo implica maggiore probabilità), mentre i centri di ricombinazione sono situati nel centro della stessa. Questo aspetto è mostrato anche in figura II.3 dove sono evidenziati due livelli energetici, D_e per gli elettroni e D_h per le lacune, per i quali la probabilità di tornare nelle bande di eccitazione è uguale a quella di saltare nel livello perturbante: i centri di ricombinazione sono situati tra D_e e D_h mentre all'esterno di essi vi sono le trappole.

In un cristallo adatto al nostro scopo deve essere più probabile la diseccitazione di tipo indiretto e deve avvenire con emissione di fotoni luminosi.

Si assuma di essere in presenza di una trappola per elettroni e di un centro di ricombinazione come in figura II.4. Si può dimostrare che la probabilità per l'elettrone di abbandonare la trappola nell'unità di tempo per agitazione termica è data da:

$$p = se^{-E/kT}$$

in cui:

s è un parametro legato alla vibrazione del reticolo cristallino (è dell'ordine di $10^{-12} \text{ sec}^{-1}$ per la maggior parte dei materiali) E è la differenza di energia tra la trappola e la banda di conduzione (come indicato in figura I) ed è chiamata profondità della trappola.

Se $E \gg kT_0$ dove T_0 è la temperatura a cui il materiale viene irraggiato allora $p \rightarrow 0$ e gli elettroni restano intrappolati indefinitamente.

Il ritorno in banda di valenza può essere ottenuto aumentando la temperatura fino ad avere $kT > E$. L'intensità di emissione della radiazione luminosa è proporzionale al numero di eccitoni che si ricombinano. Dal punto di vista matematico si può descrivere la termoluminescenza attraverso due sistemi di equazioni differenziali, uno riferito al riempimento e l'altro allo svuotamento delle trappole.

Consideriamo le seguenti quantità:

- n, n_c, n_v, n_h : sono le concentrazioni per unità di volume di elettroni nelle trappole, di elettroni nella banda di conduzione, di lacune nella banda di valenza e di lacune nei centri di ricombinazione;
- N, N_h rappresentano le concentrazioni per unità di volume di trappole e di centri di ricombinazione;
- A, A_h, A_r : sono rispettivamente i coefficienti di transizione degli elettroni di conduzione in trappole, delle lacune dalla banda di valenza in centri di ricombinazione degli elettroni di conduzione in centri di ricombinazione;
- f : rappresenta la velocità di generazione delle coppie di eccitoni. Si può allora scrivere, in riferimento alla figura II.5 il sistema di equazioni S_i nel caso del riempimento dei livelli energetici in seguito ad una irradiazione:

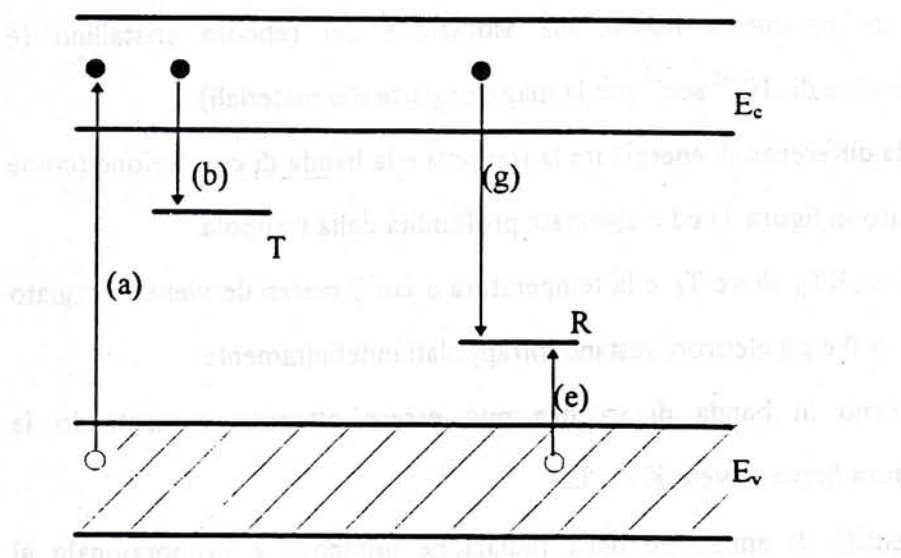


Figura II.5: Schema del riempimento delle trappole

$$(S_1) \begin{cases} \frac{dn_c}{dt} = f - n_c A_r n_h - n_c (N - n) A \\ \frac{dn}{dt} = n_c (N - n) A \\ \frac{dn_v}{dt} = f - n_v (N_h - n_h) A_h \\ \frac{dn_h}{dt} = n_v (N_h - n_h) A_h - n_c n_h A_r \\ n_c + n = n_v + n_h \end{cases}$$

Come si può notare si sono trascurate le transizioni h (sono molto meno probabili rispetto a quella indiretta nei materiali T.L.), c ed f (si desidera che, a temperatura ambiente, gli eccitoni abbiano una bassa probabilità di abbandonare le trappole).

Durante il riscaldamento invece si presenta la situazione rappresentata in figura II.6 che conduce al sistema (S₂):

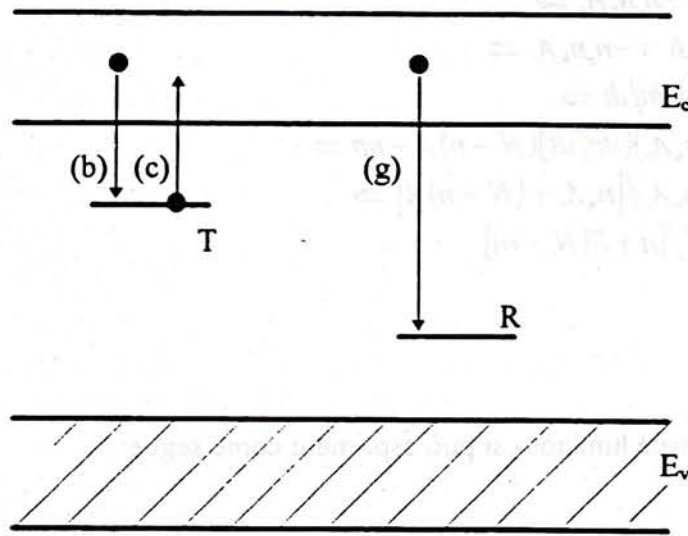


Figura II.6: Schema dello svuotamento delle trappole

$$(S_2) \begin{cases} \frac{dn_c}{dt} = np - n_c (N - n) A - n_c n_h A_r \\ \frac{dn}{dt} = n_c (N - n) A - np \\ \frac{dn_h}{dt} = -n_c n_h A_r \\ n_c + n = n_h \end{cases}$$

L'ultima equazione di ogni sistema rappresenta la condizione di neutralità.

La tennoluminescenza è il fenomeno legato allo svuotamento delle trappole indotto dal riscaldamento e quindi è funzione della soluzione di S₂.

Si risolve il sistema sotto le seguenti ipotesi:

- * $n_c \ll n$
- * $\left| \frac{dn_c}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right|$

Esse implicano che il tempo di vita delle cariche libere in bande di conduzione è assai minore di quello delle cariche nelle trappole, così che la loro concentrazione risulta bassa e quasi costante durante il loro svuotamento.

Si ottiene:

$$\begin{aligned} dn_c/dt + dn/dt &= -n_c n_h A_r \Rightarrow \\ \Rightarrow dn/dt &= dn_h/dt = -n_c n_h A_r \Rightarrow \\ \Rightarrow n_c &= -(1/n_h A_r) dn/dt \Rightarrow \\ \Rightarrow dn/dt &= -(1/n_h A_r) (dn/dt) (N - n) A - np \Rightarrow \\ \Rightarrow -dn/dt &= np n_h A_r / [n_h A_r + (N - n) A] \Rightarrow \\ \Rightarrow -dn/dt &= pn^2 / [n + R(N - n)] \end{aligned}$$

$$\text{dove } R = A/A_r.$$

In definitiva l'intensità luminosa si può esprimere come segue:

$$I(t) = -dn/dt = pn^2 / [n + R(N - n)] \quad (\text{con } n \ll N)$$

Qualora la probabilità di reintrappolamento degli elettroni liberati a seguito dell'agitazione termica sia molto minore di quella di ricombinazione degli stessi, (basso drogaggio con elementi attivatori), si ha:

$$nA_r \gg A(N - n) \Rightarrow R \ll n/(N - n)$$

e si perviene all'espressione:

$$I(t) = pn = nse^{-E/kT}$$

Si integra quest'ultima espressione da T_0 a T , supponendo la crescita della temperatura lineare:
 $T = T_0 + \beta t$

$$I(T) = n_0 s e^{-E/kT} e^{-(1/\beta) \int_{T_0}^T e^{-E/kT'} dT'}$$

che è una espressione cinetica del primo ordine.

Viceversa, se $R \gg n(N-n)$ allora:

$$\begin{aligned} I(t) &= (n^2 s / RN) e^{-E/kT} \Rightarrow \\ \Rightarrow I(T) &= n_0^2 s' e^{-E/kT} \left[1 + (n_0 s' / \beta) \int_{T_0}^T e^{-E/kT'} dT' \right]^2 \end{aligned}$$

che è un'espressione cinetica del secondo ordine.

Più in generale si introduce un' espressione cinetica di b-esimo ordine:

$$I(t) = n^b s_{(b)}^{(1)} e^{-E/kT} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow I(T) = n_{0(b)}^{(2)} e^{-E/kT} \left[1 + \left((b-1) s_{(b)}^{(2)} / \beta \right) \int_{T_0}^T e^{-E/kT''} dT'' \right]^{b/(b-1)} \quad \text{con:}$$

$$s_{(b)}^{(1)} = s/RN; \quad s_{(b)}^{(2)} = s_{(b)}^{(1)} n_0^{(b-1)}; \quad T = T_0 + \beta t; \quad \beta = \text{cost.}$$

La funzione $I(T)$ è chiamata *glow-curve* ed è la grandezza più significativa del fenomeno della termoluminescenza poichè descrive l'emissione luminosa in funzione del progressivo riscaldamento del cristallo. In realtà essendoci diversi livelli di intrappolamento e di ricombinazione in un cristallo, si ha uno spettro globale che è ottenuto dalla sovrapposizione di più glow-curve come è rappresentato in figura II.7.

Nell'impiego dei materiali termoluminescenti d'altra parte è di fondamentale importanza conoscere il legame tra il riempimento delle trappole e l'irradiazione a cui è sottoposto il cristallo.

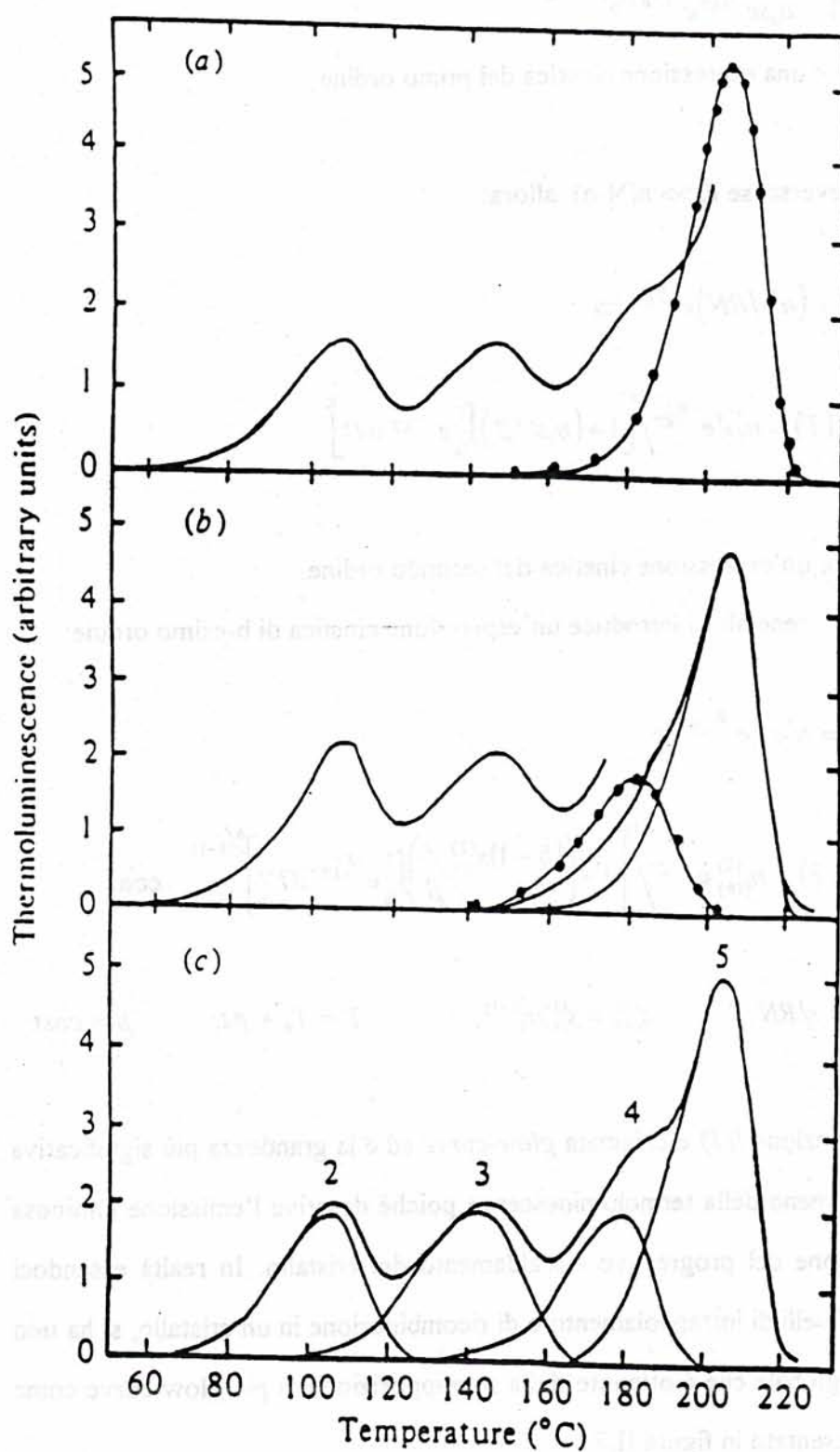


Fig. II.7: Deconvoluzione della glow-curve del LiF.

Introducendo opportune semplificazioni in S_i e facendo le seguenti ipotesi:

$$\begin{aligned} * \quad |dn_c/dt| &<< |dn/dt| \\ * \quad |dn_v/dt| &<< |dn_h/dt| \end{aligned}$$

(che implica che durante il riempimento vi è una concentrazione bassa e quasi costante di elettroni in banda di conduzione e di lacune in banda di valenza), si giunge così al seguente risultato:

$$n = N \left[1 - e^{-D/\Phi N} \right]$$

La quantità f è legata alla dose assorbita D mediante un coefficiente di efficienza di produzione Φ nella relazione $D = \Phi f t$.

La di sopra si può allora scrivere come:

$$n = N \left[1 - e^{-D/\Phi N} \right] = D/\Phi \quad \text{se } D \ll \Phi N.$$

Quest'ultima condizione comporta che la dose impartita sia tale da non riempire apprezzabilmente le trappole disponibili.

Sotto queste ipotesi la concentrazione di elettroni intrappolati è direttamente proporzionale alla dose ricevuta e indipendente dalla velocità di irradiazione Φ .

In realtà l'andamento di n in funzione della dose assorbita ha un andamento più complesso e in riferimento alla figura II.8 possiamo individuare le seguenti zone:

- a) linearità (zona sfruttata nei TLD);
- b) sopralinearità (intrappolamento maggiore dovuto a fenomeni di eccitazione secondaria);
- c) sottolinearità (decrescita dell'intrappolamento a causa della diminuzione dei centri vuoti disponibile);
- d) saturazione (assenza di trappole libere).

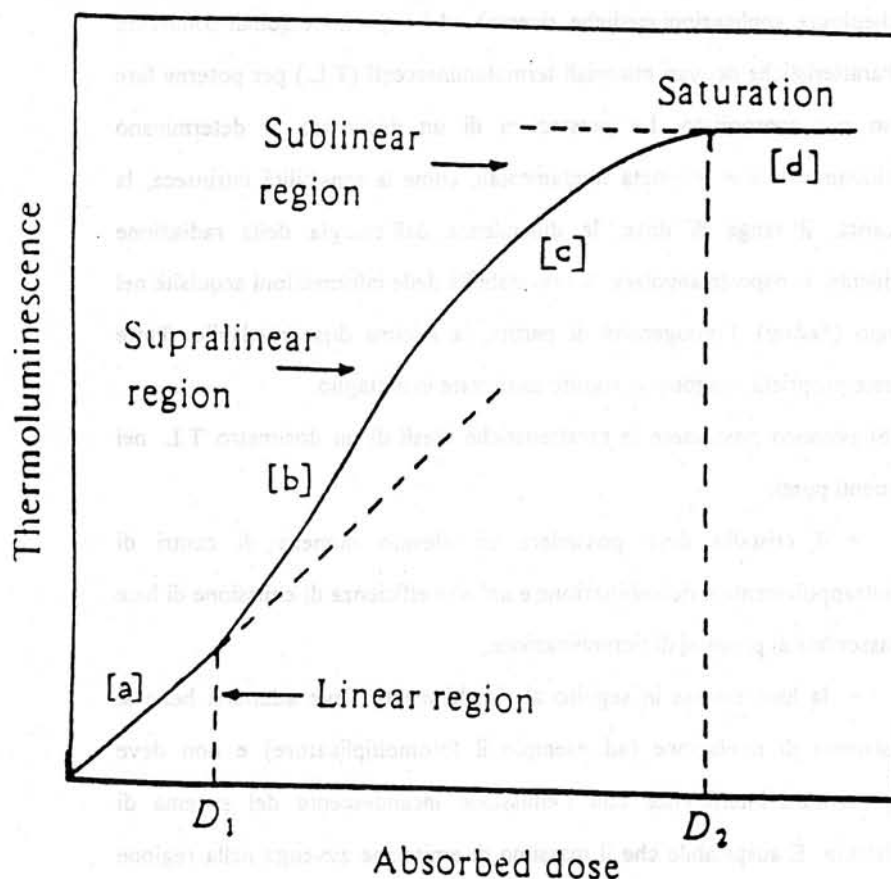


Fig. II.8: Risposta dei TLD in funzione della dose assorbita

2.3 CARATTERISTICHE IDEALI DEL TLD

L'impiego dei materiali termoluminescenti ha ormai raggiunto i più svariati campi, come si è già accennato, (dosimetria personale e ambientale, archeologia, applicazioni mediche, ricerca), ed è importante quindi conoscere le caratteristiche dei vari materiali termoluminescenti (T.L.) per poterne fare l'uso più appropriato.

Le prestazioni di un dosimetro si determinano analizzando le sue proprietà fondamentali, come la sensibilità intrinseca, la linearità, il range di dose, la dipendenza dall'energia della radiazione incidente, la non stabilità delle informazioni acquisite nel tempo (*fading*), l'omogeneità di partita, la minima dose rivelabile. Tutte queste proprietà vengono in seguito analizzate in dettaglio.

Si possono riassumere le caratteristiche ideali di un dosimetro T.L. nei seguenti punti:

- il cristallo deve possedere un elevato numero di centri di intrappolamento e ricombinazione e un'alta efficienza di emissione di luce associata ai processi di ricombinazione;
- la luce emessa in seguito al riscaldamento deve adattarsi bene al sistema di rivelazione (ad

esempio il fotomoltiplicatore) e non deve presentare interferenze con l'emissione incandescente del sistema di lettura. È auspicabile che il massimo di emissione avvenga nella regione blu-violetto dello spettro, dove i fotomoltiplicatori hanno massima sensibilità di risposta;

- la distribuzione dei centri deve essere tale da non complicare il processo di valutazione: bisogna evitare la presenza nella glow-curve di picchi a basse temperature che si affievoliscono rapidamente o di picchi ad alte temperature, difficili da annullare, (il comportamento ideale sarebbe che il cristallo rimanesse completamente azzerato dopo un ciclo di lettura);
- il dosimetro deve avere una risposta lineare in funzione della dose assorbita su di un largo intervallo e deve essere indipendente dall'energia della radiazione incidente e dal rateo di radiazione Φ_f . In particolare è importante conoscere la variazione del coefficiente di assorbimento del materiale in funzione dell' energia della radiazione incidente, ossia determinare la sua risposta energetica.

Si definisce la funzione *Risposta Energetica relativa (R.E.R.)* alla radiazione γ media del ^{60}Co da 1,25 MeV nel seguente modo:

$$RER(E) = \frac{S(E)}{S(\bar{\gamma}_{^{60}\text{Co}})}$$

dove $S(E)$ rappresenta l'intensità di termoluminescenza per una fissata esposizione all'energia considerate E ;

- il dosimetro deve presentare una minima perdita di informazioni nel tempo, cioè l'integrale della glow-curve $I(T)$ deve essere il più possibile indipendente dal tempo che intercorre tra l'irraggiamento e la lettura;
- il cristallo deve presentare una sufficiente stabilità chimica, ovvero la riproducibilità delle informazioni non deve essere alterata dal susseguirsi dei processi di irraggiamento, riscaldamento e raffreddamento, ne deve alterare le prestazioni durante eventuali lunghi periodi di immagazzinamento o di esposizione;
- il dosimetro deve presentare una opportuna resistenza contro fattori ambientali e le condizioni operative che potrebbero alterarne il corretto funzionamento, come la luce, l'umidità , i solventi organici, ecc ... ;
- il dosimetro deve poter essere utilizzato più volte e deve avere possibilmente un costo basso;
- il dosimetro deve presentare una *minima dose rivelabile* più bassa possibile;
- il dosimetro non deve essere tossico per l'operatore soprattutto durante i trattamenti termici;
- il peso atomico medio effettivo Z_{eff} del materiale T.L. deve avvicinarsi il più possibile a quello della sostanza di cui si vuole avere un'informazione dosimetrica; in particolare ci si riferisce a

$$\bar{Z}_{eff}(air) = 7.64 \quad \text{per l'aria}$$

$$\bar{Z}_{eff}(tissue) = 7.42 \quad \text{per i tessuti biologici:}$$

$$\bar{Z}_{eff} = \left(\sum_i a_i Z_i^x \right)^{1/x} \quad \text{in cui}$$

$$a_i = \frac{f_i \cdot Z_i / A_i}{\sum_j f_j \cdot Z_j / A_j}$$

a_i , rappresenta la frazione di elettroni presenti nella miscela che appartengono all'atomo di numero atomico Z_i ;

f_i è la frazione in peso dell'elemento presente mentre $x = 3.5$

Queste sono le proprietà principali di un materiale T.L e in particolare di un dosimetro.

In realtà è disponibile sul mercato una vasta gamma di articoli che privilegiano l'una o l'altra caratteristica, e in base a queste proprietà peculiari viene orientata la scelta e l'utilizzo di un determinato cristallo.

In tabella II.1 sono riportati i più comuni materiali tennoluminescenti attualmente usati con i rispettivi valori medi delle grandezze fondamentali che li caratterizzano. Si possono così individuare quali siano i cristalli più convenienti da utilizzare.

I più diffusi sono:

- * Fluoruro di litio (LiF)
- * Borato di litio ($Li_2B_4O_7$)
- * Solfato di calcio ($CaSO_4$)

mentre altri come

- * Fluoruro di calcio (CaF_2)
- * Borato di magnesio (MgB_4O_7)
- * Ossido di berillio (BeO)
- * Ossido di alluminio (Al_2O_3)
- * Ortosilicato di magnesio (Mg_2SiO_4)

sono ancora in fase di studio o poco diffusi.

2.4 PRINCIPALI TIPI DI MATERIALI T.L.

Analizziamo qui di seguito i principali tipi di materiali termoluminescenti ponendo particolare attenzione al borato di litio e al solfato di calcio che sono i 2 cristalli impiegati nei dosimetri che sono stati impiegati.

2.4.1 BORATO DI LITIO ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$)

Il borato di litio è un cristallo studiato e realizzato espressamente per la dosimetria personale in quanto presenta uno Z_{eff} molto prossimo a quello dei tessuti umani.

Viene preparato generalmente miscelando e riscaldando carbonato di litio e acido borico. Si ottiene in questo modo da una polvere otticamente opaca costituita da granuli che presentano una superficie porosa.

Il metodo utilizzato dalla Panasonic per preparare i dosimetri impiegati in questa ricerca (UD802 e UD813) è la sinterizzazione. Questo processo utilizza il borato di litio drogato con una soluzione alcalina contenente l'attivatore: si ottiene una polvere che viene riscaldata ad una temperatura di poco inferiore a quella di fusione (sinterizzazione). I granuli di cristallo che si ottengono presentano una superficie liscia e sono otticamente trasparenti.

Il borato di litio viene usualmente drogato con Mn ma con questo attivatore presenta tre gravi problemi:

1. è caratterizzato da una modesta sensibilità;
2. ha lo spettro di emissione centrato attorno ai 600 nm (rosso – arancio, zona nella quale i principali fotomoltiplicatori presentano una sensibilità più ridotta);
3. presentano un pronunciato fading

Vari studi hanno condotto alla scelta di attivatori diversi, al fine di migliorarne le prestazioni, quali argento, le terre rare e il rame che viene impiegato anche nei dosimetri UD802 e UD813.

In figura II.9 è riportato un confronto tra le glow-curve del borato di litio drogato con i vari elementi citati: la curva che presenta i picchi più pronunciati è quella relativa al borato di litio attivato al rame (solitamente nella percentuale dello 0.03%). Quest'ultimo cristallo preparato col metodo della sinterizzazione ha lo spettro di emissione centrato attorno ai 368 nm e una glow-curve che presenta due picchi, un picco dosimetrico a 205°C e una spalla a 120°C molto instabile che non viene considerata nelle misure. Presenta una buona resistenza all'umidità e una sensibilità alla radiazione γ circa 20 volte maggiore del corrispondente cristallo drogato con Mn e preparato con metodi convenzionali. Esiste inoltre il borato di litio arricchito e impoverito degli isotopi ^6Li e ^{10}B : i due cristalli presentano le stesse caratteristiche dosimetriche del borato di litio naturale ma hanno delle differenti sezioni d'urto di cattura per i neutroni termici come è evidenziato in tabella II.2

Isotope	Thermal neutron cross section σ (barns)	Natural abundance
^6Li	953	7 %
^7Li	0.037	93 %
^{10}B	3840	20 %
^{11}B	0.005	80 %

Tabella II.2: Sezioni d'urto di cattura per gli isotopi di Li e B

In particolare i cristalli impoveriti sono insensibili completamente ai neutroni di qualsiasi energia mentre quelli arricchiti presentano una elevata sensibilità per i neutroni termici; accoppiati, come nell'UD813, possono dare informazioni distinte in un campo di radiazione mista $n+\gamma$.

2.4.2 SOLFATO DI CALCIO (CaSO_4)

Il solfato di calcio, generalmente attivato con Mn, Dy, Tm, è un materiale termoluminescente molto diffuso grazie alla sua notevole sensibilità, alla sua "bassa" minima dose rivelabile, al suo esteso range di linearità.

Presenta purtroppo un fading abbastanza pronunciato e uno Z_{eff} relativamente elevato che comporta una risposta energetica non lineare a bassa energia. Si può ovviare a quest'ultimo problema con un filtro compensativo di materiale opportuno (teflon), oppure si può sfruttarne la peculiarità per ottenere informazioni sull'energia della radiazione incidente, a patto di disporre di un secondo cristallo la cui risposta in energia sia lineare.

È stato inoltre sperimentato che il cristallo drogato al Tm presenta un fading più contenuto rispetto a quello drogato con Mn o con Dy. Il solfato di calcio attivato al Tm è ottenuto sciogliendo in acido solforico il sale idrato $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ purificato e una piccola quantità di ossido di tulio (Tm_2O_3) fino a formare una soluzione satura di solfato di calcio. Questa soluzione viene riscaldata per far evaporare l'acido solforico e ciò che rimane dopo l'evaporazione sono granuli di $\text{CaSO}_4 : \text{Tm}$ di dimensioni di circa 0.5-2 mm. Un ulteriore trattamento termico a 700 °C è usato per ottenere la totale evaporazione dell'acido solforico; i cristalli sono quindi ridotti in una polvere i cui granuli hanno dimensioni di 100-200 μm .

La glow-curve del $\text{CaSO}_4 : \text{Tm}$ è relativamente semplice ed è rappresentata in figura II.10: è caratterizzata da un picco dosimetrico a circa 220 °C e da una spalla attorno ai 100 °C altamente instabile che viene ignorata nelle misure.

Lo spettro di emissione ha un picco principale alla lunghezza d'onda di 450 μm e un picco secondario a 360 μm . La sensibilità del $\text{CaSO}_4 : \text{Tm}$ alla radiazione neutronica è molto bassa e quindi può essere impiegato per discriminare la componente γ in campi di radiazione mista $n+\gamma$.

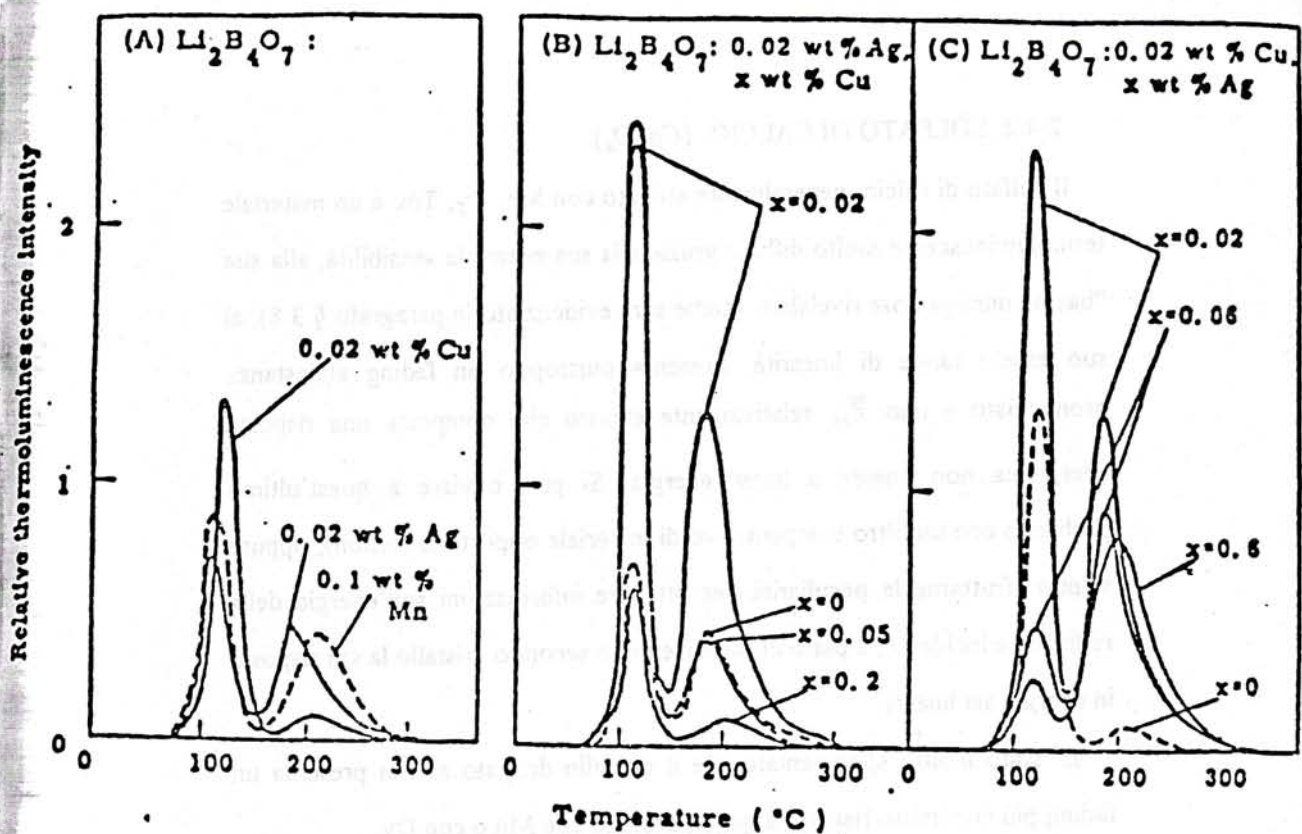


Fig. II.9: Glow-curve del borato di litio

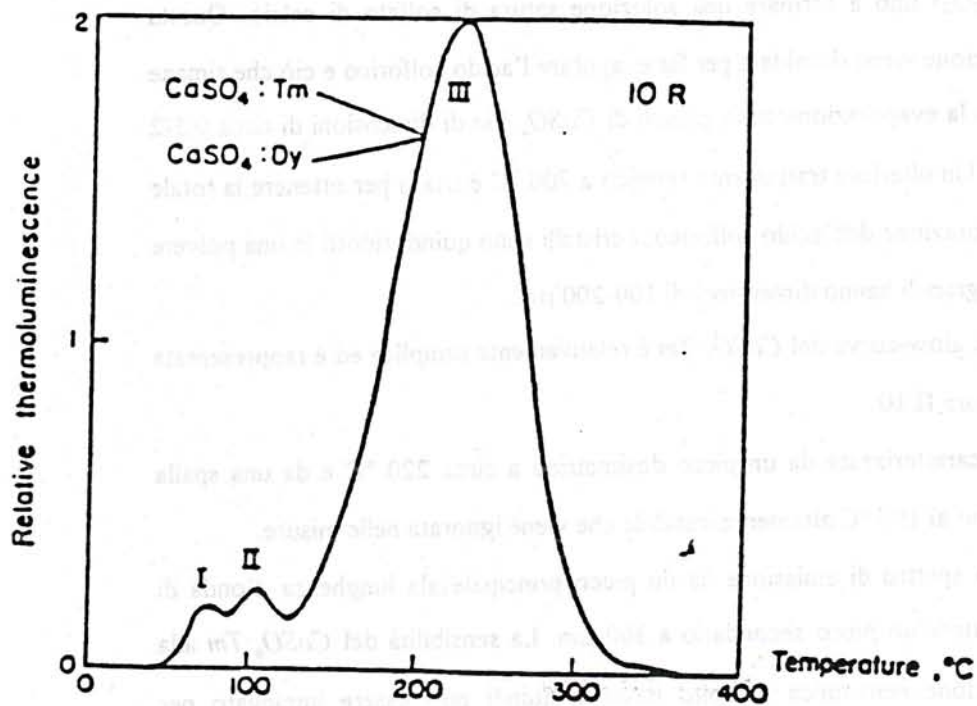


Fig. II.10: Glow-curve del solfato di calcio

2.5 CARATTERIZZAZIONE DI UN SISTEMA DOSIMETRICO A TERMOLUMINESCENZA PER RADIAZIONE GAMMA A

2.5.1 CONSIDERAZIONI GENERALI

Un sistema dosimetrico a termoluminescenza è costituito fisicamente da vari elementi tra i quali si può distinguere:

- * elemento passivo, rappresentato dal dosimetro vero e proprio;
- * lettore T.L., composto principalmente dallo strumento per il riscaldamento del TLD, dal fotomoltiplicatore e dalla parte elettronica che governa l'intero sistema. Può essere compresa anche la procedura per convertire il segnale del materiale termoluminescente (luce) in una valutazione di dose;
- * eventuali forni per i trattamenti termici; * qualsiasi altra strumentazione aggiuntiva necessaria per il corretto funzionamento del sistema.

La caratterizzazione del sistema dosimetrico può essere sintetizzata nei seguenti quattro punti:

1. Caratterizzazione del materiale termoluminescente:

- * omogeneità di partita,
- * scelta dei dosimetri di riferimento,
- * sensibilità intrinseca relativa,
- * fading;

2. Determinazione dell'intervallo di linearità e taratura del sistema;

3. Analisi del segnale di fondo (determinazione della soglia di rivelazione del sistema);

4. Prove di riproducibilità sui dosimetri.

Si analizzano ora in dettaglio i vari componenti del specifico sistema utilizzato.

2.5.2 ANALISI DEL DOSIMETRO

I rivelatori TLD impiegati appartengono alla serie UD800 della National Panasonic, una serie composta da 16 differenti dosimetri (UD800-UD815) che utilizzano tutti cristalli di $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$ e/o $\text{CaSO}_4\text{:Tm}$.

Tutti i tipi di dosimetri impiegano lo stesso involucro protettivo esterno che si adatta ad essere riconosciuto ed utilizzato dal lettore della National Panasonic, (sia dal modello semiautomatico UD702 che da quello automatico UD716). Ogni tipo di dosimetro contiene al massimo 4 elementi termoluminescenti che possono essere tutti di uno stesso materiale o presentare una combinazione dei due cristalli citati.

Oltre al numero che individua il modello di TLD è indicato sul dosimetro un codice di qualità riferito alla "bontà" della risposta di un gruppo di dosimetri; a seconda che la deviazione standard di ogni elemento sia minore o uguale del 5%, 7.5%, o del 30% della risposta media di quell'elemento, il gruppo dei dosimetri è individuato rispettivamente con la sigla "AQ", "AR", o "AS".

I dosimetri che sono stati impiegati appartengono a quest'ultima classe.

Esternamente il dosimetro si presenta come in figura III. 1 in cui sono state riportate anche le dimensioni esterne. Il peso varia dai 6 ai 9 grammi a seconda del dosimetro. Gli elementi T.L. sono montati su un supporto di plastica che viene inserito in un involucro protettivo anch'esso in plastica, dotato di schermi di differente tipo e spessore. Tutto è inserito in un contenitore che ne pennette l'indossamento. Durante l'utilizzo il supporto degli elementi è fissato all'interno dell'involucro e non può essere estratto o manipolato.

Per procedere alla lettura del dosimetro si inserisce nel lettore tutto l'involucro protettivo, dove un apposito dispositivo estrae e posiziona successivamente gli elementi per la lettura.

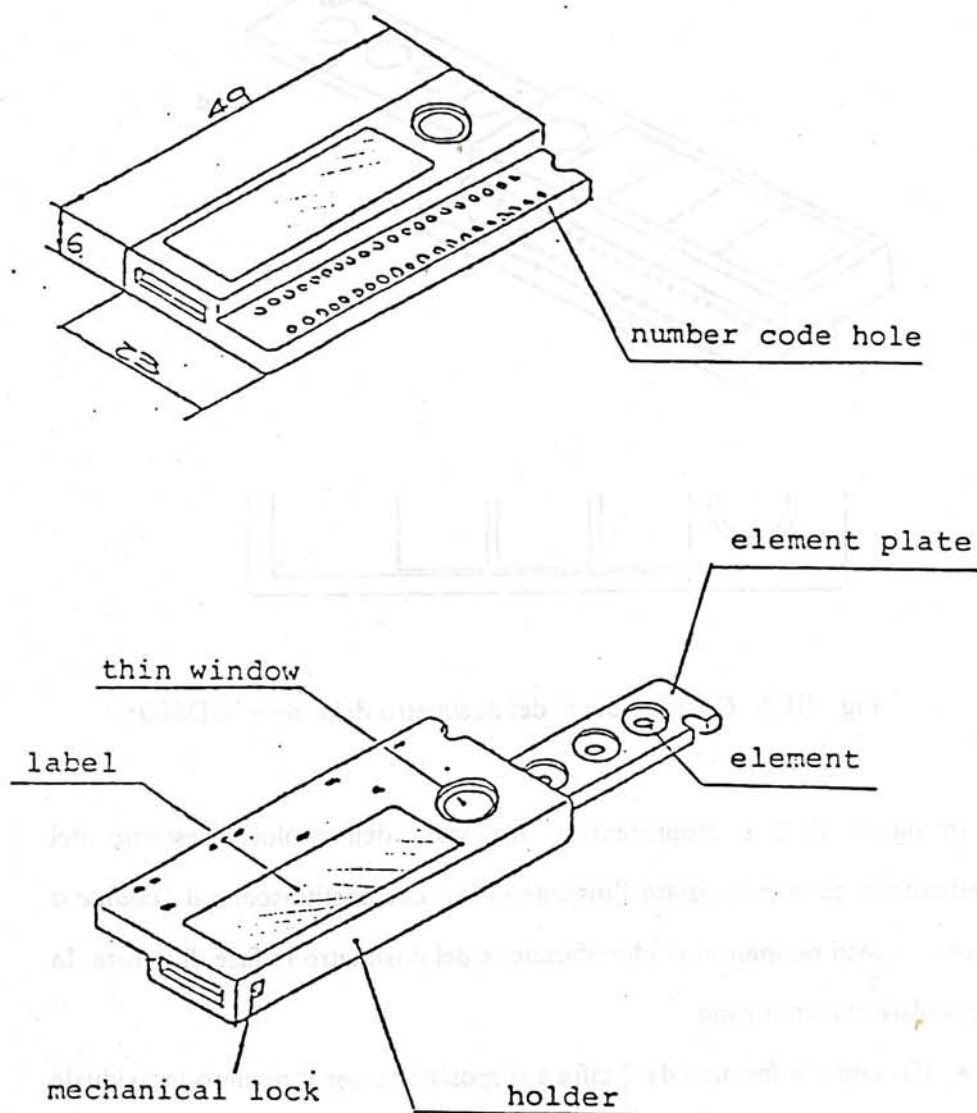


Fig. III.1: Dosimetri della serie UD800

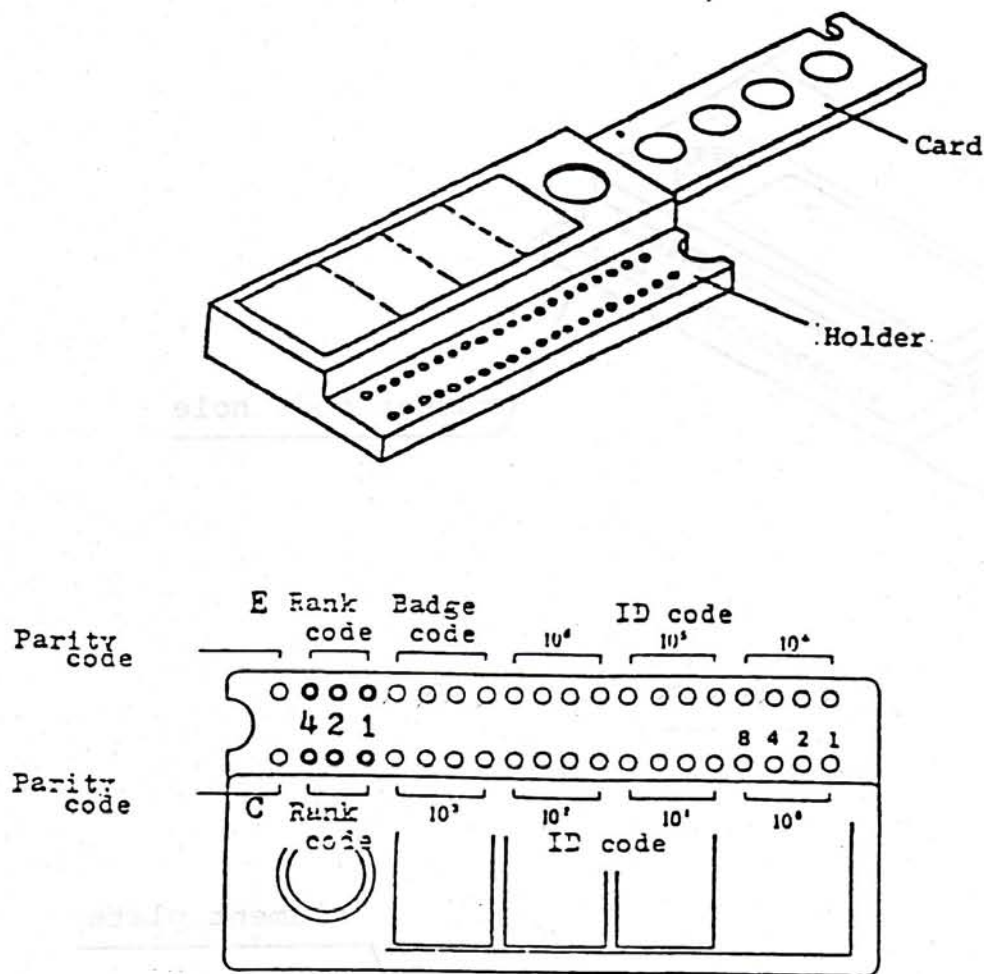


Fig. III.2: Codice a buchi del dosimetro della serie UD800

In figura III.2 è rappresentata una vista dell'involucro esterno del rivelatore in cui è evidenziato l'insieme di fori che costituiscono il "codice a buchi": questi permettono l'identificazione del dosimetro in fase di lettura. In particolare si identificano:

- * ID- code: è formato da 7 cifre a disposizione per il numero individuale del dosimetro;
- * Badge - code: individua il tipo di dosimetro, (è formato da 4 cifre in codice binario, si possono così designare tutti i 15 dosimetri dall'800 all'814). Questa informazione è utilizzata dal lettore per sapere quali cristalli sono presenti e in quale posizione e quindi quali fattori di conversione dovranno essere usati per passare dall'unità di carica immagazzinata all'unità di lettura;
- * Rank-code: è formato da 2 cifre in cui inserire un fattore individuale di correzione per ogni coppia di cristalli. In effetti tutti i dosimetri sono stati irradiati una volta a una dose nota con 137 es prima di essere immessi sul mercato e in base a questa esposizione è stato ricavato un rank correction factor che viene utilizzato in fase di lettura.
- * Parity-code: permette di verificare che non ci siano state manipolazioni nel codice del dosimetro. Si considera ora in dettaglio la composizione dell'UD802 e dell'UD8I3.

UD802.

È uno dei dosimetri più comunemente usati per la dosimetria del personale; viene rappresentato in figura III.3.

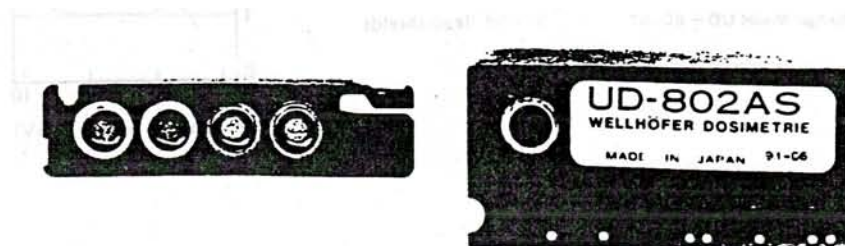


Fig. III.3: Dosimetro UD802

Contiene 4 elementi: i primi due sono di borato di litio ricoperti da uno schermo di plastica di 14 e di 300 mg/cm^2 , mentre gli elementi terzo e quarto sono di solfato di calcio, uno incapsulato in 300 mg/cm^2 di plastica e l'ultimo inserito in uno schermo di plastica e piombo per uno spessore totale di 1000 mg/cm^2 , come rappresentato in figura III.4.

Il cristallo di $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ha una rilevante sensibilità per i neutroni termici e quindi si può utilizzare l'UD802 per discriminare le due componenti in un campo di radiazione misto $n_{th} + \gamma$.

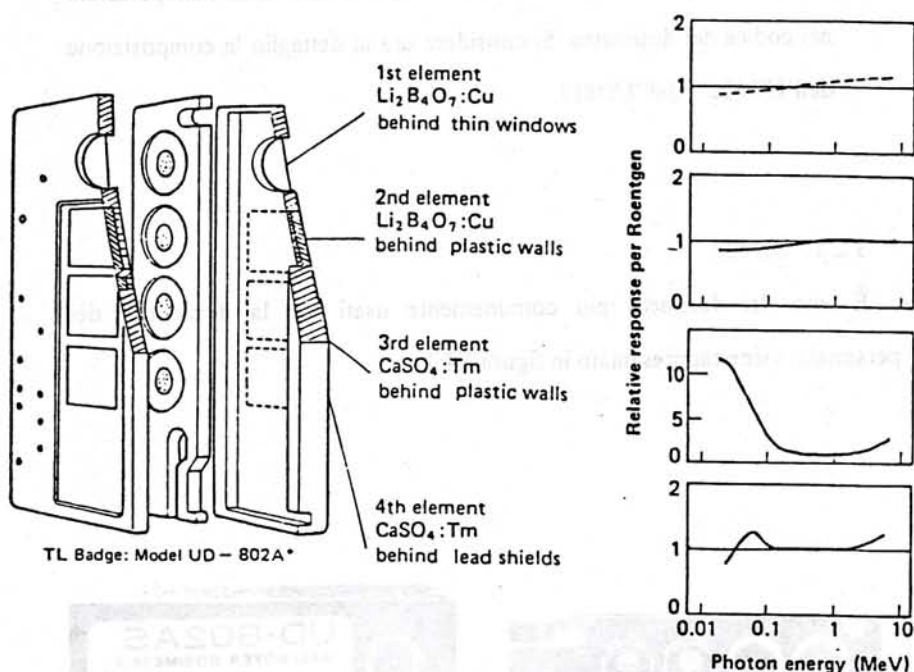


Fig. III.4: Costituzione dell'UD802 e risposta energetica dei singoli elementi.

Si è già notato (confronta paragrafo § 2.4.2) inoltre che è possibile avere informazioni sull'energia, e quindi sul tipo di radiazione elettromagnetica incidente, dall'utilizzazione congiunta dei cristalli di solfato di calcio e di borato di litio, (il primo presenta una elevata sensibilità alle radiazioni a bassa energia mentre il secondo ha una risposta lineare su un vasto range energetico); in figura III.4 è riportata la risposta energetica dei singoli elementi dell'UD802: si può notare la non linearità di risposta del terzo elemento, di solfato di calcio, e l'effetto compensatore dello schermo in piombo.

UD813.

Questo dosimetro è stato utilizzato nella dosimetria neutronica e presenta il primo e il quarto cristallo di borato di litio arricchito degli isotopi ^6Li e ^{10}B , mentre il secondo e il terzo sono costituiti da materiali impoveriti dei medesimi.

Il filtro di plastica sull'involucro protettivo è di 160 mg/cm^2 .

Si può subito notare che gli elementi primo e quarto sono sensibili ai $n_{th} + \gamma$, mentre gli altri alla sola radiazione γ . Le caratteristiche principali sono riassunte in tabella III. 1

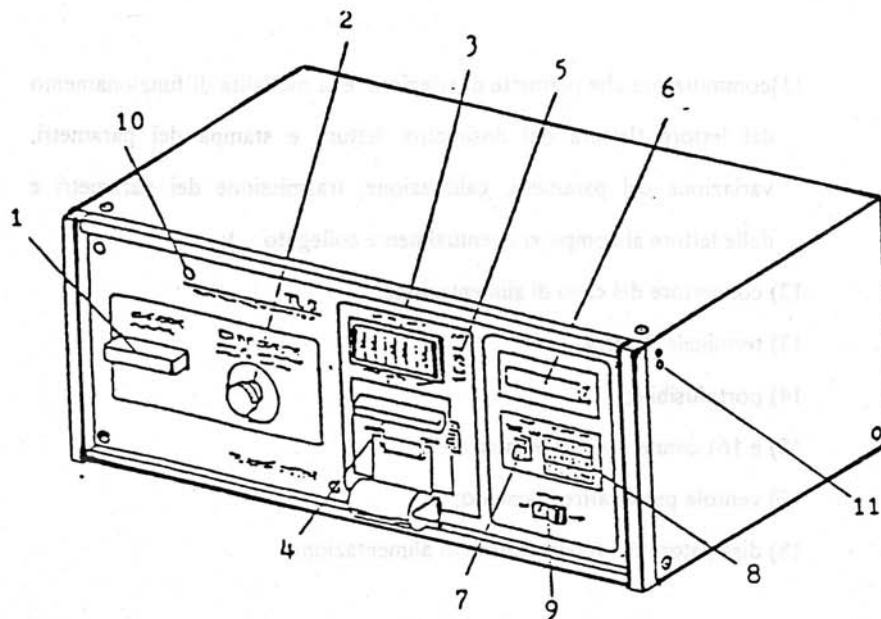
Elemento	Fosforo	Schermo (plastica mg/cm^2)	
		Fronte	Retro
1	$^6\text{Li}_2^{10}\text{B}_4\text{O}_7$	75	160
2	$^7\text{Li}_2^{11}\text{B}_4\text{O}_7$	160	160
3	$^7\text{Li}_2^{11}\text{B}_4\text{O}_7$	160	160
4	$^6\text{Li}_2^{11}\text{B}_4\text{O}_7$	160	160

Tab. III.1: Caratteristiche dell'UD813

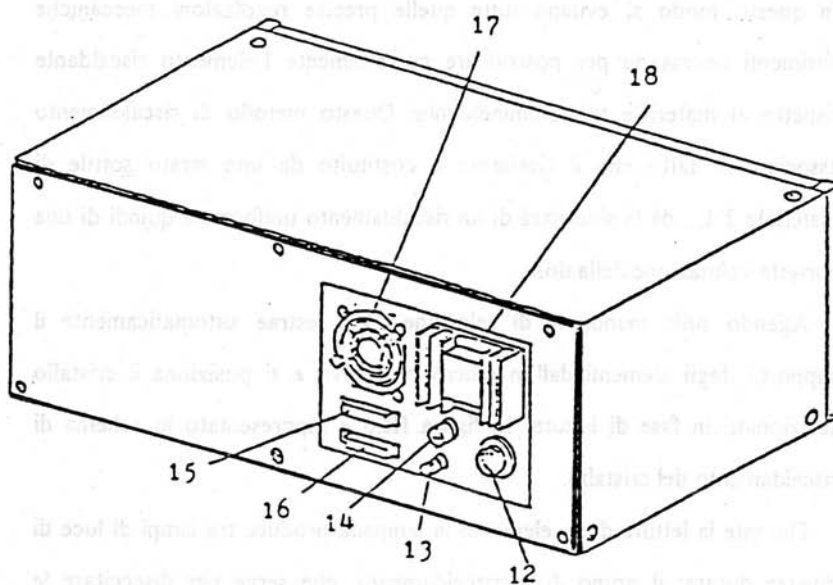
2.5.3 LETTORE T.L.

Il lettore che è stato utilizzato è il modello semi-automatico UD702 della National Panasonic. In figura III.5 sono rappresentati la parte frontale e il retro del lettore. E' possibile distinguere le seguenti componenti:

- 1) slitta nella quale viene posto il dosimetro con tutto l'involucro protettivo esterno per essere letto;
- 2) manopola di selezione dell'elemento che si vuole leggere; permette pure di verificare il corretto funzionamento dell'elettronica dello strumento;
- 3) datario, col quale si può impostare la data che viene stampata alla fine di ogni lettura;
- 4) stampante, costituita da una punta termica che scrive su carta metallizzata i valori letti;
- 5) interruttore per l'inserimento in linea della stampante che può essere disinserita ogni volta che non interessano i risultati relativi alla lettura in corso (ad esempio quando si azzerava un dosimetro);
- 6) display sul quale compaiono tutte le informazioni riguardanti la lettura e qualsiasi ulteriore messaggio relativo al funzionamento dello strumento;
- 7) tasto per iniziare la misura;
- 8) tastiera con la quale si possono introdurre e/o variare i parametri che governano il funzionamento del lettore;
- 9) interruttore di accensione del lettore;
- 10) indicatore di flash, che permette di controllare il funzionamento della lampada in fase di lettura;



Front of a UD-702 manual TLD reader.



Back of a UD-702 manual TLD reader.

Fig. III.5: Fronte e retro del lettore UD702

- 11) commutatore che permette di selezionare la modalità di funzionamento del lettore (lettura del dosimetro, lettura e stampa dei parametri, variazione dei parametri, calibrazione, trasmissione dei parametri e delle letture al computer eventualmente collegato);
- 12) connettore del cavo di alimentazione;
- 13) terminale di terra;
- 14) portafusibile;

-
- 15) e 16) connettori per le interfacce;
 - 17) ventola per il raffreddamento;
 - 18) dissipatore del trasformatore di alimentazione.

Il sistema di riscaldamento del lettore UD702 è costituito da un fascio di raggi infrarossi prodotto da una lampada. Tali raggi riscaldano il supporto sul quale è depositato il materiale TL, il quale è quindi riscaldato per contatto. In questo modo si evitano tutte quelle precise regolazioni meccaniche altrimenti necessarie per posizionare correttamente l'elemento riscaldante rispetto al materiale termoluminescente. Questo metodo di riscaldamento associato al fatto che il rivelatore è costituito da uno strato sottile di materiale T.L., dà la sicurezza di un riscaldamento uniforme e quindi di una corretta valutazione della dose.

Agendo sulla manopola di selezione 2) si estrae automaticamente il supporto degli elementi dall'involucro protettivo e si posiziona il cristallo selezionato in fase di lettura. In figura III.6 è rappresentato lo schema di riscaldamento del cristallo.

Durante la lettura di un elemento la lampada produce tre lampi di luce di diversa durata: il primo di preriscaldamento, che serve per diseccitare le trappole più instabili, il secondo di lettura effettiva, in cui si liberano gli elettroni immagazzinati nelle trappole ad alta energia, e il terzo di "annealing" che serve per azzerare completamente il dosimetro.

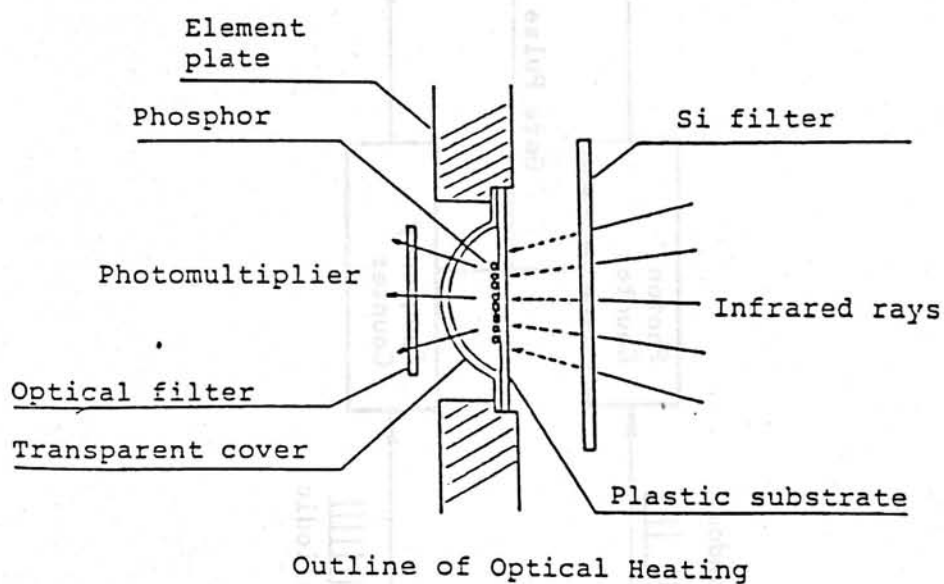


Fig. III.6: Metodo di riscaldamento del fosforo

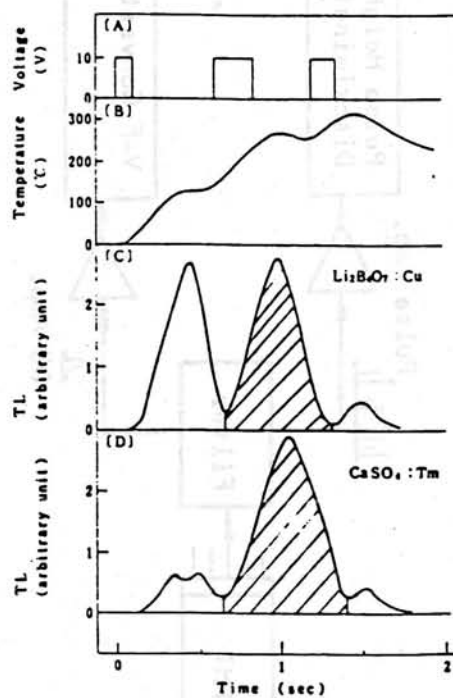


Fig. III.7: Glow-curve del $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ e del CaSO_4 in funzione della temperatura del fosforo.

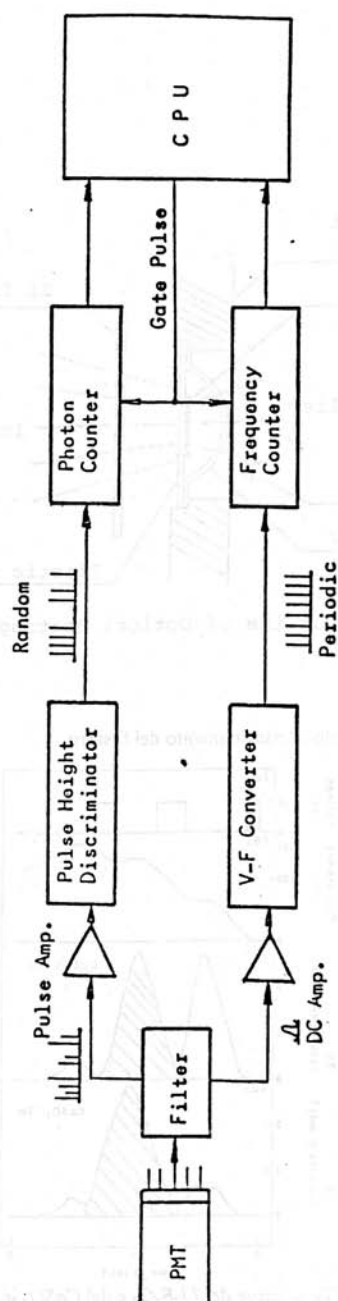


Fig. III.8: Schema a blocchi del circuito elettronico del lettore UD702

In figura III.7 è rappresentata la glow-curve del borato di litio e del solfato di calcio in funzione della temperatura del fosforo. La durata del terzo lampo è scelta dal microprocessore del lettore ed è funzione della dose letta: la durata sarà direttamente proporzionale alla dose ricevuta e in questo modo si annulla il dosimetro senza però sottoporlo inutilmente a trattamenti termici troppo elevati che ridurrebbero la sua vita.

In uscita al fotomoltiplicatore viene effettuata una misura di corrente e un conteggio di fotoni come rappresentato in figura III.8. La prima viene convertita in frequenza e contata da un contatore di frequenza (frequenzimetro), mentre il secondo conteggio, depurato dagli impulsi di ampiezza più bassa, appartenenti al rumore del segnale, è effettuato da un contatore di fotoni. Il contatore di fotoni e quello di frequenza inviano le informazioni al microprocessore che converte il segnale in mR^* .

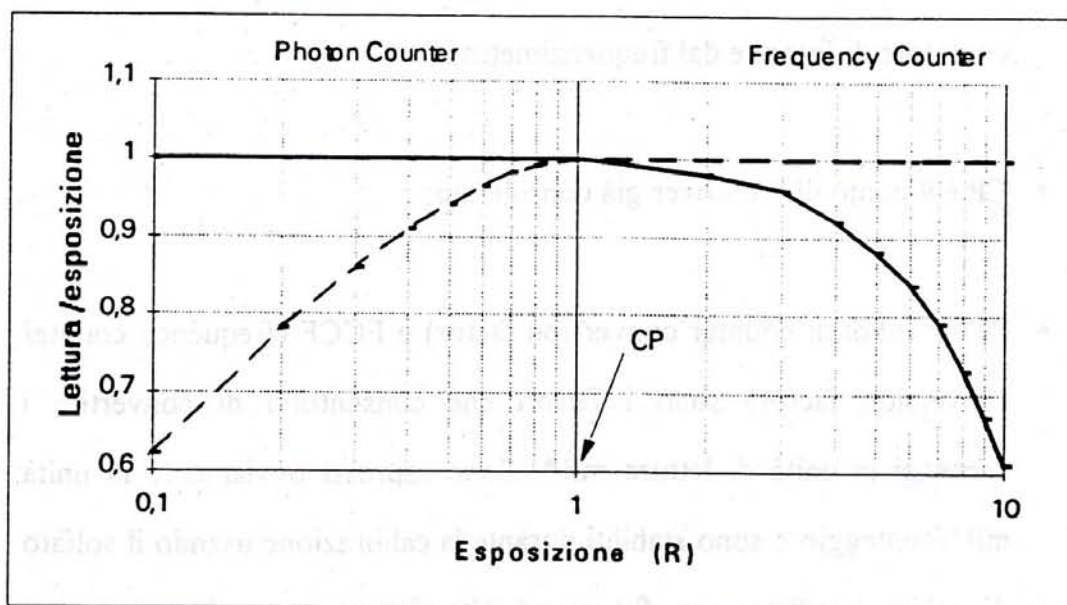


Fig. III.9: Risposta del conteggio di fotoni e di frequenza in funzione dell'esposizione ricevuta.

Come si può notare in figura III.9 l'efficienza di conteggio dei due metodi è diversa a seconda della quantità di luce emessa e quindi della dose ricevuta dal rivelatore: il metodo di conteggio dei fotoni ha una buona efficienza alle medie e basse dosi (per dosi equivalenti < 10 mSv), mentre per dosi elevate la luminescenza prodotta è troppo intensa e provoca il fenomeno della saturazione dell'impulso; viene in questo caso utilizzato il metodo di integrazione della corrente in uscita al fotomoltiplicatore. Il punto di intersezione delle curve di efficienza è chiamato CP (crossover point) e definisce un valore di dose soglia al di sotto del quale il microprocessore utilizza il segnale in uscita dal contatore di fotoni mentre al di sopra di esso si serve del contatore di frequenza. Si può riassumere la sequenza delle operazioni che esegue il lettore Panasonic nel diagramma di figura III.10 in cui:

- * PMT indica il fotomoltiplicatore; * P-counts e F-counts sono i conteggi misurati rispettivamente dal contatore di fotoni e dal frequenzimetro;
- * CP è il punto di crossover già considerato
- * PCCF (photon counter conversion factor) e FCCF (frequency counter conversion factor) sono i fattori che consentono di convertire i conteggi in unità di lettura mR*. Sono espressi ovviamente in unità mR*/conteggio e sono stabiliti durante la calibrazione usando il solfato di calcio irradiato con fotoni ad alta energia; quando sono stati determinati vengono memorizzati in due appositi parametri del lettore che se ne servirà automaticamente in fase di lettura;

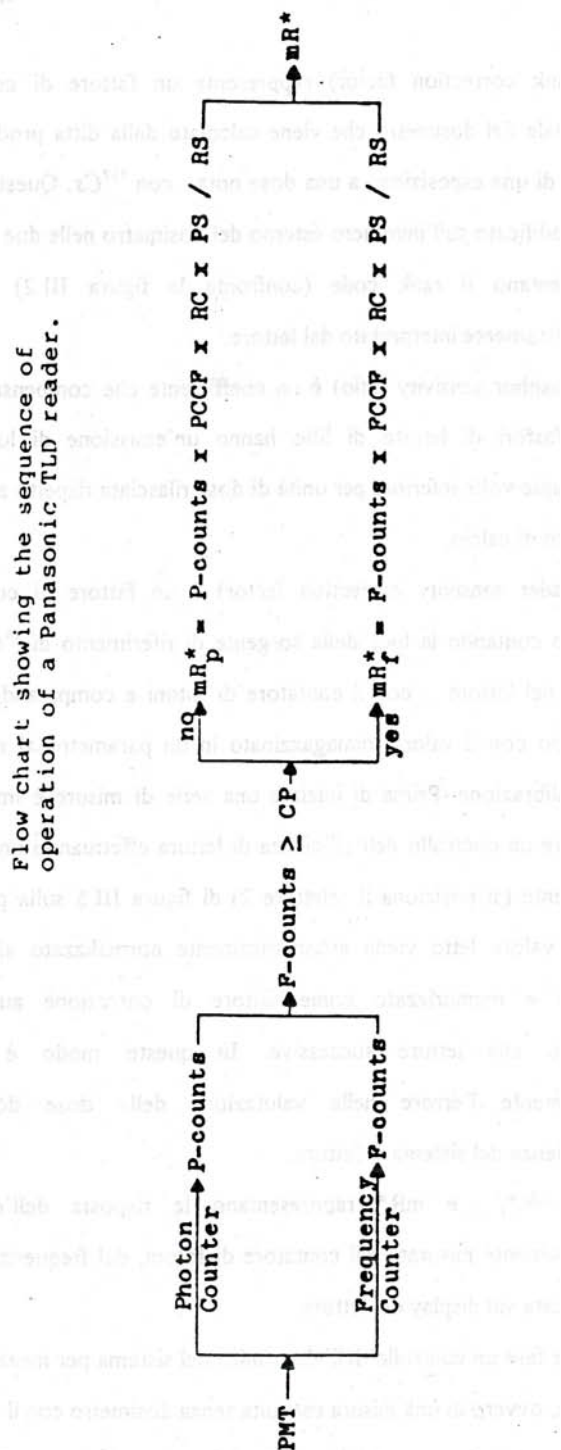


Fig III.10: Sequenza di lettura nell'UD702

* RC (rank correction factor) rappresenta un fattore di correzione individuale del dosimetro che viene calcolato dalla ditta produttrice a seguito di una esposizione a una dose nota con ^{137}Cs . Questo fattore viene codificato sull'involucro esterno del dosimetro nelle due cifre che rappresentano il rank code (confronta la figura 111.2) e viene automaticamente interpretato dal lettore;

* PS (phosphor sensitivity ratio) è un coefficiente che compensa il fatto che i fosfori di borato di litio hanno un'emissione di luce circa venticinque volte inferiore per unità di dose rilasciata rispetto ai cristalli di solfato di calcio;

* RS (reader sensitivity correction factor) è un fattore di correzione ottenuto contando la luce della sorgente di riferimento di 14C, che è inserita nel lettore, con il contatore di fotoni e comparando questo conteggio con il valore immagazzinato in un parametro al momento della calibrazione. Prima di iniziare una serie di misure è importante effettuare un controllo dell'efficienza di lettura effettuando una misura di sorgente (si posiziona il selettore 2) di figura III.5 sulla posizione "S"):

il valore letto viene automaticamente normalizzato al valore ottimale e memorizzato come fattore di correzione automatica applicato alle letture successive. In questo modo ridotto notevolmente l'errore nella valutazione della dose dovuto a un'efficienza del sistema di lettura;

* mR^*_p , mR^*_f e mR^* rappresentano la risposta dell'elemento rispettivamente misurata dal contatore di fotoni, dal frequenzimetro e visualizzata sul display del lettore.

E' possibile fare un controllo dell'elettronica del sistema per mezzo di una misura di zero, ovvero di una misura eseguita senza dosimetro con il selettore posizionato su "Zero": se qualche elemento elettronico non funziona correttamente viene segnalato sul display e con un segnale acustico.

Tutte le funzioni del lettore UD702 sono governate da un microprocessore programmato per questo scopo.

Il funzionamento di tutto il sistema viene ottimizzato dalla casa costruttrice per mezzo di 99 parametri accessibili dall'utente. Alcuni di essi sono di particolare interesse:

* i parametri da 1 a 15 controllano il tempo di accensione della lampada nelle tre fasi di riscaldamento nei casi di alta e di bassa dose, il tempo di accensione della lampada quando viene verificata la sorgente di riferimento e il tempo in cui avviene il conteggio in uscita dal fotomoltiplicatore;

* i parametri da 18 a 21 contengono i valori di sensibilità PS dei diversi materiali T.L. utilizzati in tutti i tipi di dosimetri della serie UD800 normalizzati alla sensibilità del solfato di calcio: in fase di lettura la macchina riconosce il tipo di dosimetro e i cristalli in esso presente grazie al badge code. Se in fase di taratura di una serie di dosimetri si verifica che tutti rispondono mediamente con una sensibilità minore di quella attesa, si può intervenire aumentando il parametro relativo alla sensibilità del materiale in questione senza applicare un fattore di conversione individuale;

* i parametri da 22 a 33 sono stati mantenuti liberi per impostarvi fattori di sensibilità di materiali che potrebbero essere scoperti e utilizzati in futuro;

* i parametri 34 e 35 contengono i fattori di conversione PCCF e FCCF;

* il parametro 36 contiene il valore della soglia CP in unità di conteggi in corrispondenza della quale si ha il cambiamento della scelta del metodo di conteggio utilizzato per la valutazione della dose;

* i parametri 16 e 17 gestiscono la corrente di buio che deve essere sottratta dal segnale del fotomoltiplicatore;

* il parametro 37 rappresenta il numero di conteggi standard in uscita dal contatore di fotoni quando legge la sorgente di riferimento di 14C;

* il parametro 38 rappresenta invece il numero di conteggi del contatore di fotoni ad ogni lettura della sorgente di riferimento. Questi conteggi sono prima immagazzinati nel parametro 79 e sono copiati nel 38 solo se il rapporto $P-79/P-37$ è nel range del $100\% \pm P-39$. Il coefficiente RS incontrato in precedenza non è altro che il rapporto tra i parametri 38 e 37;

* il parametro 39 contiene la variazione percentuale massima accettata per il fattore RS (generalmente il 20%);

* i parametri 40 e 41 contengono i valori di riferimento della corrente di buio del contatore di fotoni e del contatore di frequenza;

* i parametri 42 e 43 contengono il valore massimo e minimo di conteggi che possono scaturire a seguito di una misura: se si eccedono questi valori viene interrotta la misura stessa;

* il parametro 44 contiene un valore di fondo in mR^* che viene automaticamente sottratto dalla misura (solitamente è nullo);

* il parametro 45 contiene la dose massima in mR^* per gli elementi di borato di litio (generalmente $6 \cdot 10^6 mR^*$);

* i parametri 46 e 47 contengono i valori di dose soglia per l'applicazione dei diversi tempi di annealing utilizzati a seconda della dose ricevuta dal rivelatore;

* i parametri dal 56 al 70 contengono i valori delle letture dell'ultimo dosimetro letto. In caso di perdita di informazioni per mal funzionamento o disinserimento della stampante è possibile recuperare i dati da questi parametri;

* una serie di altri parametri controllano il trasferimento dei dati ad un eventuale elaboratore collegato al lettore.

2.6 TRATTAMENTI TERMICI

I trattamenti termici ai quali vengono sottoposti i TLD possono essere classificati in tre gruppi principali:

1. Trattamenti di inizializzazione da eseguire sui dosimetri vergini (oppure da lungo tempo inutilizzati). Essi hanno lo scopo di provocare un assestamento stabile delle trappole dosimetriche in modo da ottenere nei successivi cicli di utilizzo segnali di zero e valori di sensibilità riproducibili.

Inoltre permette di individuare e scartare in una partita di dosimetri quelli con comportamento troppo diverso dalla media.

2. Trattamenti di azzeramento pre-irradiazione (o di utilizzo), usualmente indicati con il termine inglese di 'annealing': aventi lo scopo di rigenerare il materiale termoluminescente cancellando ogni informazione residua dovuta alle precedenti irradiazioni, e riportando la configurazione dei centri trappola alla struttura di equilibrio raggiunta nella fase di inizializzazione.

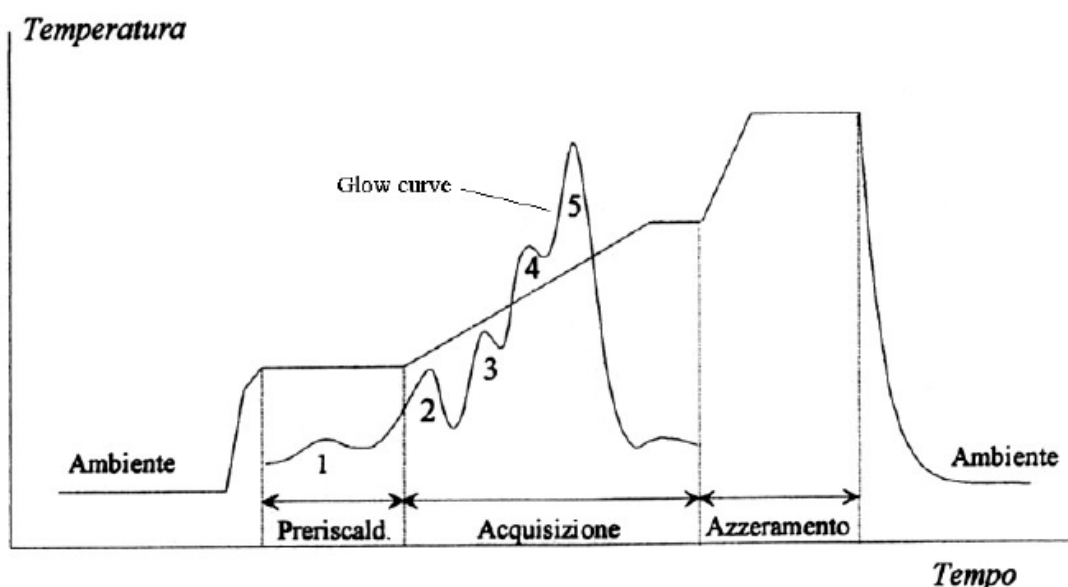
3. Trattamenti di preriscaldamento, da effettuare subito prima della fase di lettura, miranti a ridurre in modo significativo i picchi di emissione più instabili a bassa temperatura.

Le procedure di inizializzazione consistono generalmente in una serie di 2-4 cicli di annealing eseguiti con tecniche standard, avendo cura che la fase di discesa della temperatura sia ben riproducibile ed assolutamente identica a quella che verrà usata nei successivi cicli di utilizzo pratico dei dosimetri. Presso alcuni laboratori, prima di ciascun annealing i dosimetri vengono esposti ad una dose dello stesso ordine di grandezza di quelle che si intendono misurare durante il successivo utilizzo pratico (alcuni mSv in caso di impiego in radioprotezione).

I preriscaldamenti e gli azzeramenti sono eseguibili oltre che in forno anche nel lettore T.L., come avviene nel caso dell'UD702, entrando in questo caso a far parte del ciclo termico di lettura rispettivamente come prima e ultima fase del ciclo stesso. Questa possibilità è di vitale importanza per i dosimetri costituiti da serie di rivelatori stabilmente alloggiati in una "card", come è il caso della serie UD800, oggi ampiamente utilizzati nella dosimetria personale di massa: la maggior parte delle cards, infatti, essendo costituite da materiali plastici scarsamente resistenti al calore non potrebbero essere trattate in forno.

L'utilizzo del lettore UD702 come dispositivo per i trattamenti termici consente di non dover disporre di un forno che, utilizzato in dosimetria, deve risultare molto stabile, ben tarato e del quale devono essere stati rilevati i gradienti termici interni.

D'altra parte è ovvio che un azzeramento nel lettore, forzatamente limitato a poche decine di secondi, non può avere la stessa efficacia rigenerativa di un azzeramento in forno di durata molto maggiore. Si considera valido l'annealing in lettore solo nel caso che la dose ricevuta dal dosimetro non ecceda i 10-20 mGy, altrimenti è necessario operare una seconda lettura.



2.7 CARATTERIZZAZIONE DEL MATERIALE T.L.

Si analizzano ora le prove standard per analizzare il materiale termoluminescente del dosimetro impiegato.

La partita che si è utilizzata è formata da 100 dosimetri UD802 AS della serie 888, normalmente utilizzata per la rivelazione delle dosi ambiente intorno al sito di Caorso.

Con il termine “partita” si definisce un insieme di dosimetri dello stesso tipo (non necessariamente fabbricati nello stesso ciclo produttivo), con uguale storia termica.

Tutti i dosimetri sono stati letti due volte senza essere stati irradiati al fine di compiere una inizializzazione del cristallo. E' stata eseguita quindi una serie di esposizioni su tutti i 400 dosimetri al fine di determinarne l'omogeneità di partita e la sensibilità intrinseca, poichè la risposta alla radiazione γ non è uguale per tutti i dosimetri.

La caratterizzazione è stata eseguita dal personale della sezione di Chimica e Fisica Sanitaria secondo le modalità previste nel documento CA FS 0011 “Caratterizzazione del sistema dosimetrico a termoluminescenza per misure di equivalente di dose ambientale”

Gli irraggiamenti dei dosimetri sono stati effettuati presso il Centro di Taratura SIT n.77, della Centrale di Caorso.

2.7.1 DESCRIZIONE DELLE PROVE EFFETTUATE

Le prove eseguite possono essere riassunte secondo il seguente schema:

- Caratterizzazione dei dosimetri della partita.

- 1) Omogeneità della partita
- 2) Scelta dei dosimetri di riferimento
- 3) Sensibilità intrinseca relativa

- Determinazione dell'intervallo di linearità.
- Determinazione della soglia di rilevazione.
- Dipendenza energetica della risposta

2.7.2 CARATTERIZZAZIONE DEI DOSIMETRI DELLA PARTITA

Omogeneità di partita.

Tutti i dosimetri della partita sono stati irraggiati a 1 mGy, in un solo gruppo, utilizzando la sorgente di Cs-137 dell'irraggiatore CAL-1-C (irraggiatore orizzontale) nel Centro di taratura SIT n°.77, senza utilizzo del fantoccio.

Trascorse almeno 24 ore dall'irraggiamento i dosimetri sono stati letti, ulteriormente azzerati e sono state registrate le letture di zero.

Dopo aver calcolato la lettura netta di ciascun dosimetro, è stata calcolata l' omogeneità di partita Q , definita come la differenza tra il più alto e il più basso valore netto di lettura per i dosimetri della partita, espressa come percentuale della lettura più bassa:

$$Q_j = \frac{(L_{ij} - L_{ij}^0)_{\max} - (L_{ij} - L_{ij}^0)_{\min}}{(L_{ij} - L_{ij}^0)_{\min}} \cdot 100$$

dove i è l'indice di dosimetro, mentre j è l'indice di elemento termoluminescente.

Deve risultare $Q < 30$ per ciascun valore di j . In caso contrario devono essere eliminati dalla partita i dosimetri che danno luogo allo scarto massimo, fino ad ottenere il risultato voluto.

Non è stato eliminato alcun dosimetro dalla partita ed i valori di Q risultanti dopo l'eliminazione sono i seguenti:

$$Q_2 = 27$$

$$Q_3 = 30$$

$$Q_4 = 26$$

Scelta dei dosimetri di riferimento

Sulla base delle letture nette registrate nella prova di omogeneità di partita, per ogni dosimetro è stato determinato il valor medio delle letture nette dei tre elementi (M_i); è stata quindi determinata la media M di tali valori medi:

$$M = \frac{\sum_{i=1}^n M_i}{n}$$

in cui n è il numero totale di dosimetri della partita. Nell'ambito della partita sono stati scelti quindi 50 dosimetri di riferimento, tali per cui i rispettivi valori M_i , più si avvicinano a M .

Determinazione della sensibilità intrinseca relativa

Per la determinazione della sensibilità intrinseca relativa sono state utilizzate le letture nette registrate nella prova di omogeneità.

La sensibilità intrinseca relativa è definita come il rapporto tra la lettura netta dell'elemento ed il valore medio della lettura netta degli elementi dei dosimetri di riferimento.

$$S_{ij} = \frac{L_{ij} - L_0^j}{1/50 \sum_{i=1}^{50} (L_{ij} - L_0^j)}$$

dove la sommatoria da 1 a 50 deve essere estesa a tutti i dosimetri di riferimento.

Nelle successive fasi di utilizzo dei dosimetri le letture L_{ij} saranno sostituite dalle letture corrette:

$$L_{ijc} = L_{ij} / S_{ij}$$

I valori di S_{ij} sono stati inseriti nel programma PANIF 716 secondo quanto descritto dalla IE022 CFS "Caricamento ECF in Panif 716"

2.7.3 DETERMINAZIONE DELL'INTERVALLO DI LINEARITA'

Taratura del lettore

Prima di eseguire la prova di linearità della risposta è stata eseguita una taratura del lettore secondo le modalità riportate nella Istruzione Esecutiva IE 014, "Utilizzo del lettore automatico Panasonic UD 716 per la lettura di dosimetri TLD di tipo UD 800 - UD 815".

La taratura è stata eseguita irraggiando i dosimetri di riferimento, senza fantoccio, divisi in tre gruppi, a tre diversi valori di Kerma in aria: 0.1 mGy, 0.3 mGy e 0.5 mGy.

A seguito della taratura è stato così fissato il parametro del lettore:

$$P5a = 195$$

Dopo la taratura del lettore sono stati letti i dosimetri rimasti a disposizione ed è stata tracciata la curva di periodo di servizio per la media di tutti gli elementi di ogni gruppo di irraggiamento (essendo ogni gruppo di irraggiamento composto da 5 dosimetri, la media è stata calcolata su 15

valori). In Figura 2.7.3.1 è riportata la curva del periodo di servizio relativa alla media dei valori; per ciascun gruppo di irraggiamento è stata verificata la relazione:

$$0.90 \leq \frac{L_i \pm h s_i}{K} \leq 1.10$$

dove:

L_i è il valore medio delle letture nette corrette dell'elemento i ;

σ_i è la relativa deviazione standard;

K è il valore di Kerma in aria di irraggiamento.

h è uguale a $t_n (95\%) / \sqrt{n}$

$t_n (95\%)$ è il valore della t di Student al 95% .

n è il numero di dosimetri del gruppo.

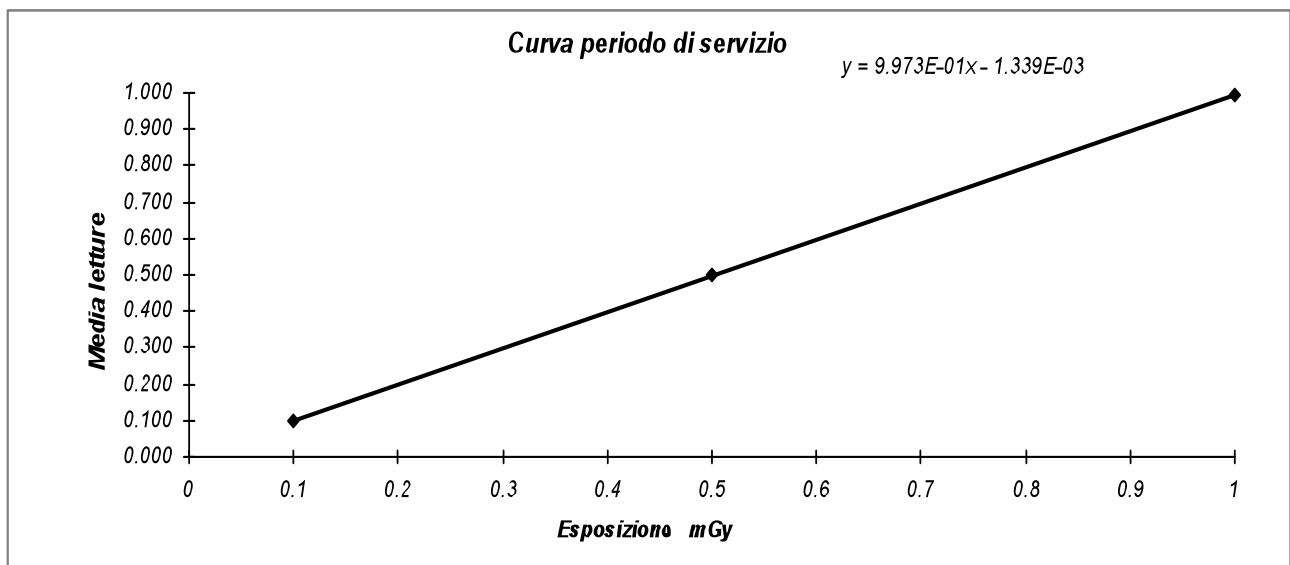


Fig. 2.7.3.1

Prova di linearità della risposta

La prova di linearità della risposta in funzione della dose è stata eseguita per un intervallo compreso tra 0.1 e 1 mGy.

Sono stati fissati cinque valori di irraggiamento e per ciascun irraggiamento sono stati utilizzati 10 dosimetri di riferimento. E' stato utilizzato l'irraggiatore orizzontale del Centro di taratura SIT, con sorgente di Cs-137

I cinque valori di irraggiamento fissati (0.1 mGy, 0.3 mGy, 0.5 mGy, 0.7 mGy, 1 mGy) sono stati ottenuti mantenendo inalterata la distanza dei dosimetri dalla sorgente e variando il tempo di esposizione.

24 ore dopo l'irraggiamento i dosimetri sono stati letti, azzerati e nuovamente letti. Le letture nette corrette sono state mediate per ciascun gruppo di irraggiamento ed è stata calcolata la relativa deviazione standard.

Per ciascun elemento del dosimetro i valori medi delle letture nette corrette sono stati riportati su grafico in funzione dei valori di Kerma in aria di irraggiamento (vedi Figura 2.7.3.2, 2.7.3.4 e 2.7.3.5) ed è stata tracciata la retta che passa per l'origine. Inoltre è stato calcolato il coefficiente angolare della retta FT che costituisce il fattore di taratura del lettore.

Vengono registrati i valori delle letture nette per i diversi gruppi di irraggiamento, i rispettivi valori medi, la deviazione standard ed i valori calcolati del rapporto:

$$(L_i / FT_i \pm h_{si}) / K$$

dove

K è il valore di Kerma in aria di irraggiamento;

L_i è il valore medio delle letture nette dell'elemento i ;

s_i è la relativa deviazione standard;

FT_i è il coefficiente angolare della retta.

h è uguale a $t_n(95\%) / \sqrt{n}$

$t_n(95\%)$ è il valore della t di Student al 95% .

n è il numero di dosimetri del gruppo.

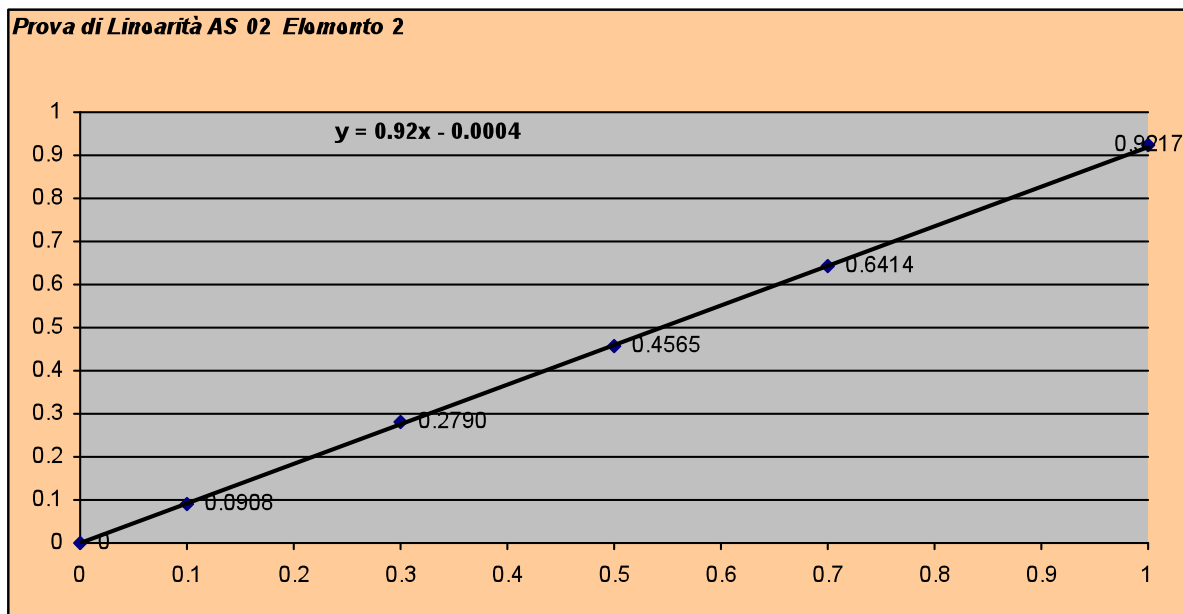


Fig. 2.7.3.2

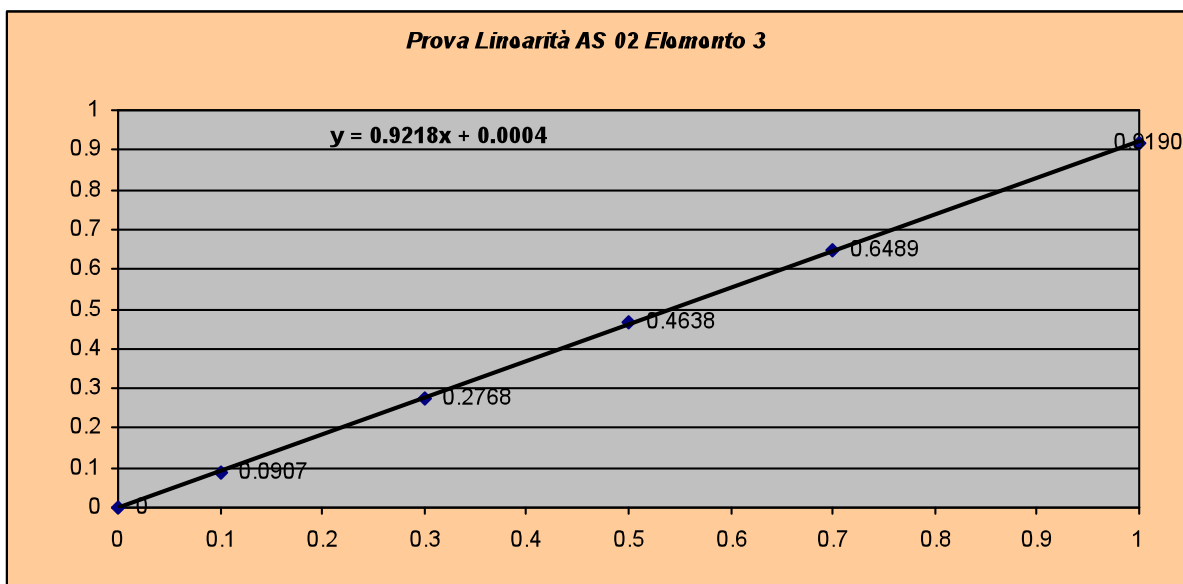


Fig. 2.7.3.3

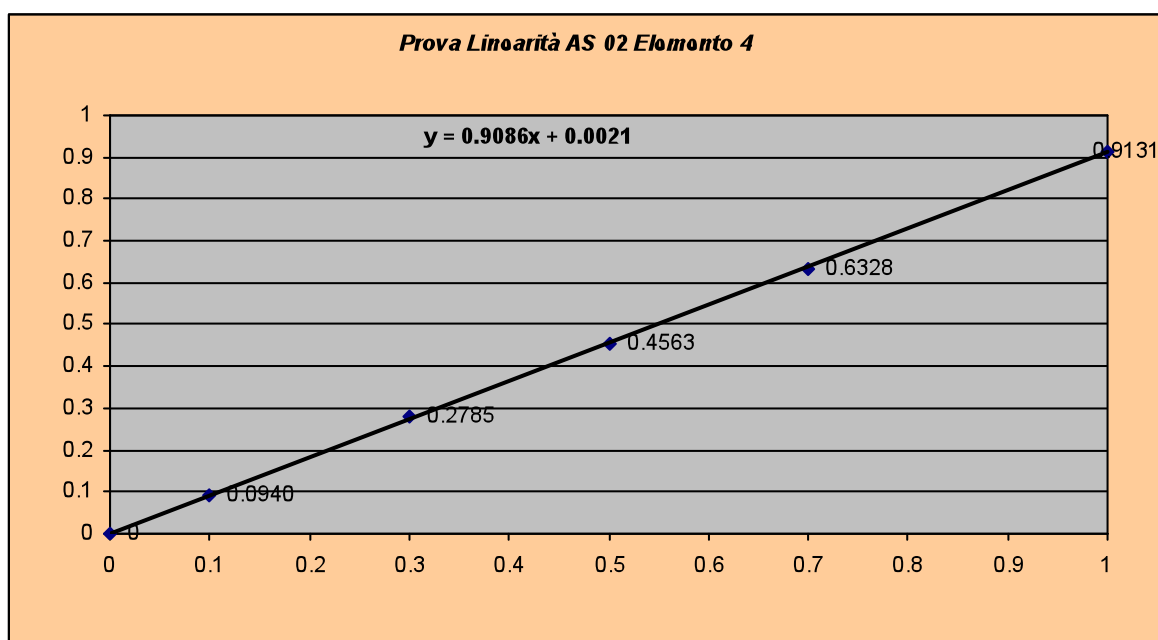


Fig. 2.7.3.4

Dall'analisi dei dati risulta che la risposta dei dosimetri è lineare in funzione dell'irraggiamento. La relazione:

$$0.90 \leq \frac{L_i \pm h_{s_i}}{K} \leq 1.10$$

è rispettata per tutti 3 gli elementi.

2.7.4 DETERMINAZIONE DELLA SOGLIA DI RILEVAZIONE

La soglia di rivelazione è il minimo valore della grandezza dosimetrica appropriata per il quale il valore di lettura di un dosimetro è diverso in modo significativo (al 95% di livello di confidenza) dal valore di lettura di un dosimetro non irradiato.

Per eseguire questa prova è stata registrata la lettura di 10 dosimetri precedentemente azzerati. Le letture sono state corrette per la sensibilità intrinseca relativa. Il lettore era stato precedentemente calibrato in Kerma in aria, secondo le modalità prevista nella procedura IE013 / CFS.

Sono stati calcolati il valore medi, la deviazione standard delle letture corrette e la soglia di rilevazione (SRIV) per ciascun elemento dei dosimetri:

Tabella 2.7.4.1

n° TLD	2° Elem.	3° Elem.	4° Elem.
8888089	0.003	0.004	0.004
8888078	0.003	0.003	0.003
8888012	0.003	0.003	0.002
8888036	0.008	0.006	0.008
8888042	0.006	0.006	0.003
8888093	0.008	0.012	0.005
8888034	0.014	0.007	0.012
8888056	0.007	0.011	0.009
8888084	0.007	0.007	0.005
8888088	0.012	0.009	0.006
Media	0.007	0.007	0.006
DevS	0.004	0.003	0.003
SRIV	0.003	0.002	0.002

dove $SRIV = t_n (95\%) \times s_j$
 $t_n (95\%)$ è il valore della t di Student al 95% (2.26).
 n è il numero di dosimetri del gruppo (10).

Risulta quindi soddisfatta per ciascun elemento del dosimetro la condizione:

$$SRIV < 0.03 \text{ mGy}$$

2.7.5 DIPENDENZA ENERGETICA DELLA RISPOSTA

La prova consiste nel verificare la risposta dei TLD in funzione dell'energia. Per effettuare la prova come esempio riporto le considerazioni effettuate per i dosimetri ambientali composti esclusivamente da CaSO_4 .

Per eseguire la prova, sono stati azzerati 30 TLD dal set di riferimento, ed irraggiati a gruppi di 10 ad un valore di 0.1 mGy, con sorgenti di Am 241, Cs 137, Co 60.

Sono state eseguite le letture, alle quali è stato sottratto il valore di fondo strumentale per ottenere letture nette.

Sono stati quindi calcolati i 3 valori di R relativi a ciascun gruppo di irraggiamento, dove R è il rapporto tra il valore netto della media delle letture dei 30 elementi di ogni gruppo, e il valore di Kerma con cui sono stati irraggiati, e i 3 valori di deviazione standard.

Sono stati riportati su grafico (Fig.2.7.5.1) i valori di R medio ottenuti in funzione dell'energia della radiazione incidente, dal quale si evidenzia che viene soddisfatta la condizione:

$$0.7 \leq R_j \pm 0.7\sigma_j \leq 1.3$$

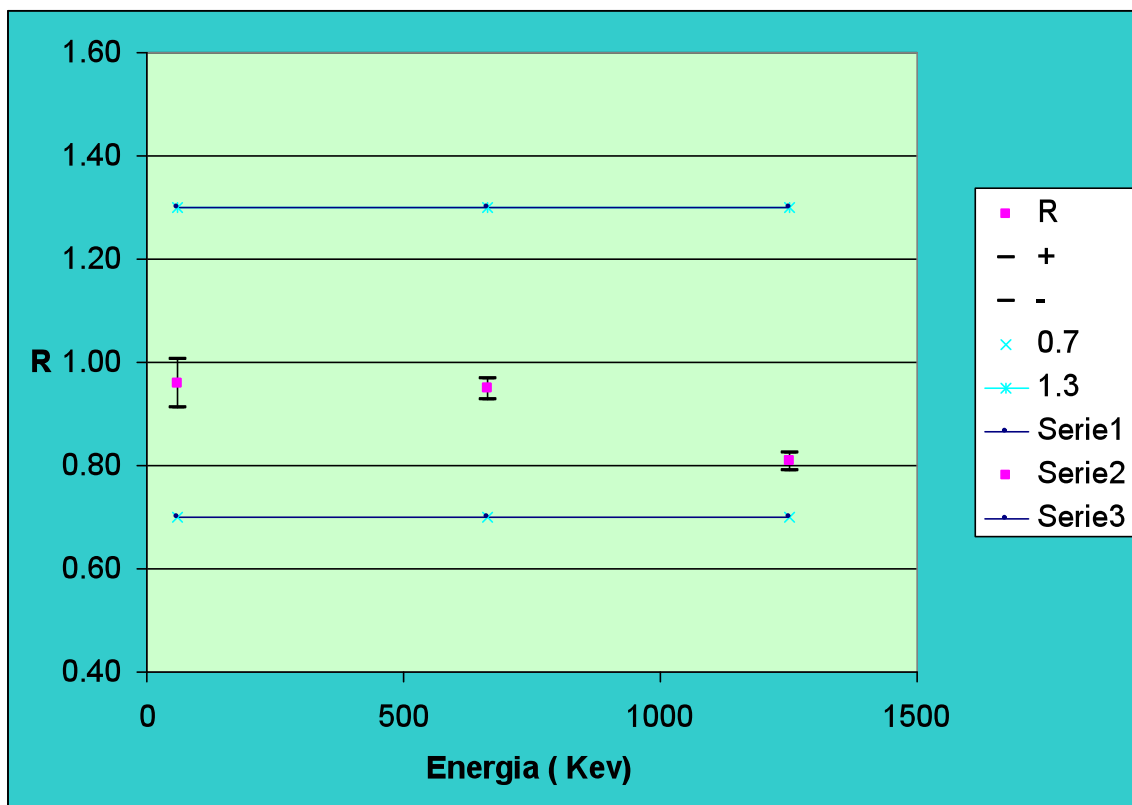


Fig. 2.7.5.1

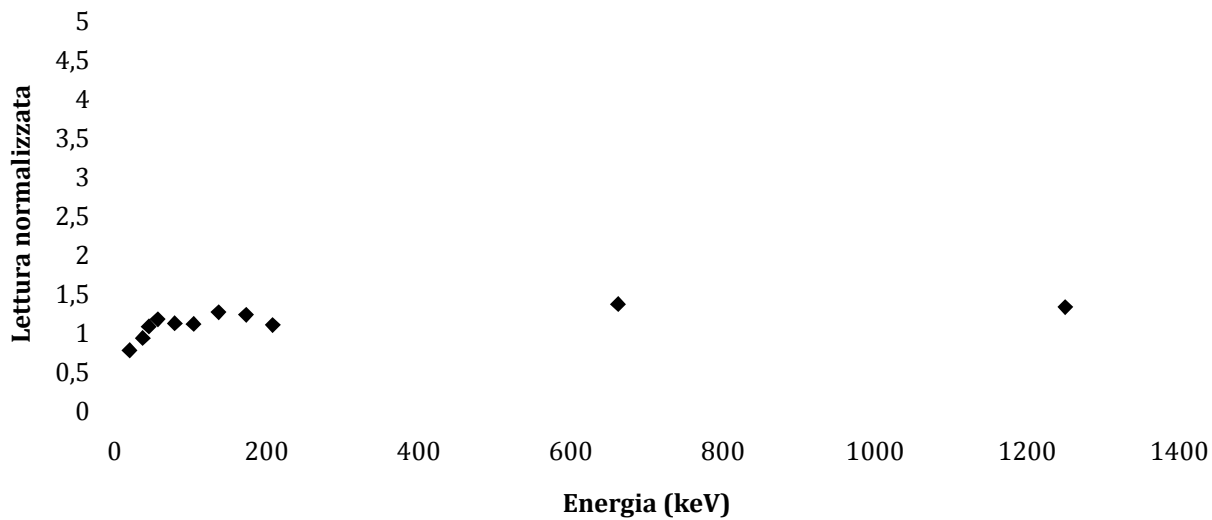
Risposta in Energia, per i 4 elementi del dosimetro Panasonic UD-802A per dosimetria personale.

Il 1° e il 2° elemento sono di $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ e il 3° e il 4° di CaSO_4 come mostrato in Figura III.4 di questo capitolo.

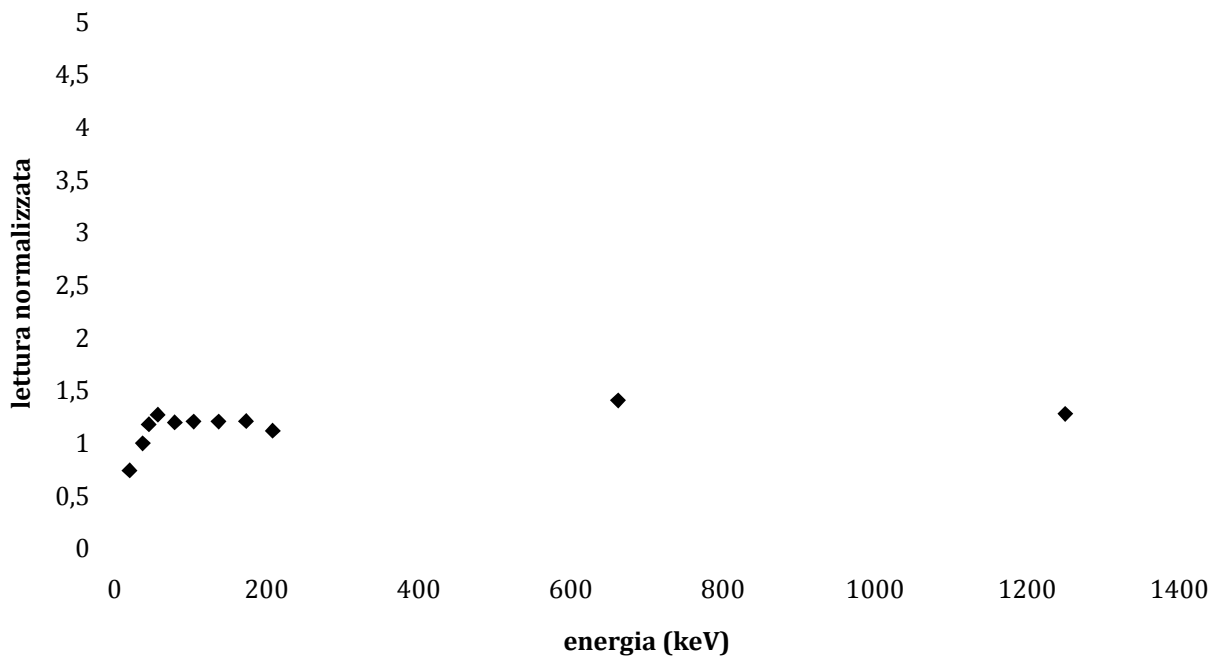
Sull'asse delle x si può notare l'energia in KeV dall'Am 241 al Co 60, e sull'asse delle y la

normalizzazione delle letture del dosimetro, elemento per elemento mediate.

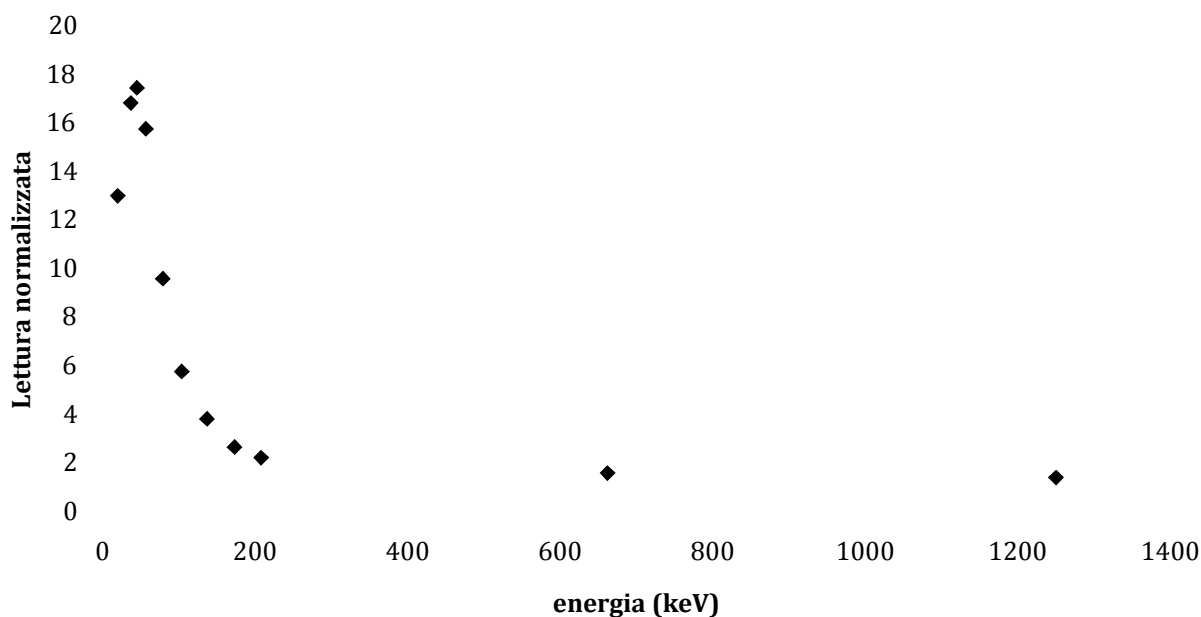
1° elemento



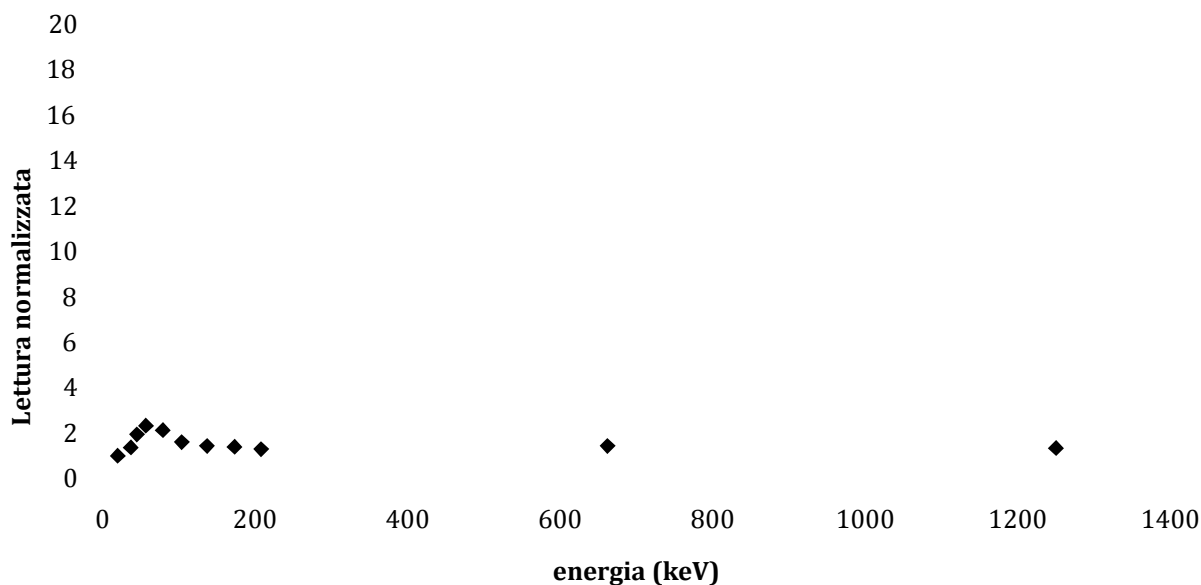
2° elemento



3° elemento



4° elemento



2.8 FADING

Si è già visto il significato di questo termine che indica la perdita di informazione nel tempo. Essa può essere causata dalla luce (fading ottico), o dal calore (fading termico). Il fading termico è più importante ed è un fenomeno caratteristico di ogni materiale termoluminescente. In figura III. 14 sono rappresentate le curve di fading per il borato di litio e per il solfato di calcio dell'UD802 fornite dal costruttore: si può notare che la perdita di informazione maggiore avviene nelle prime venti-trenta ore a causa dell'assestamento delle trappole a bassa energia. A causa di questo fatto la calibrazione del lettore viene fatta con dosimetri irradiati 24 ore prima e così pure la lettura di ogni TLD è eseguita di norma dopo circa 24 ore dall'esposizione proprio per

compensare questo fenomeno.

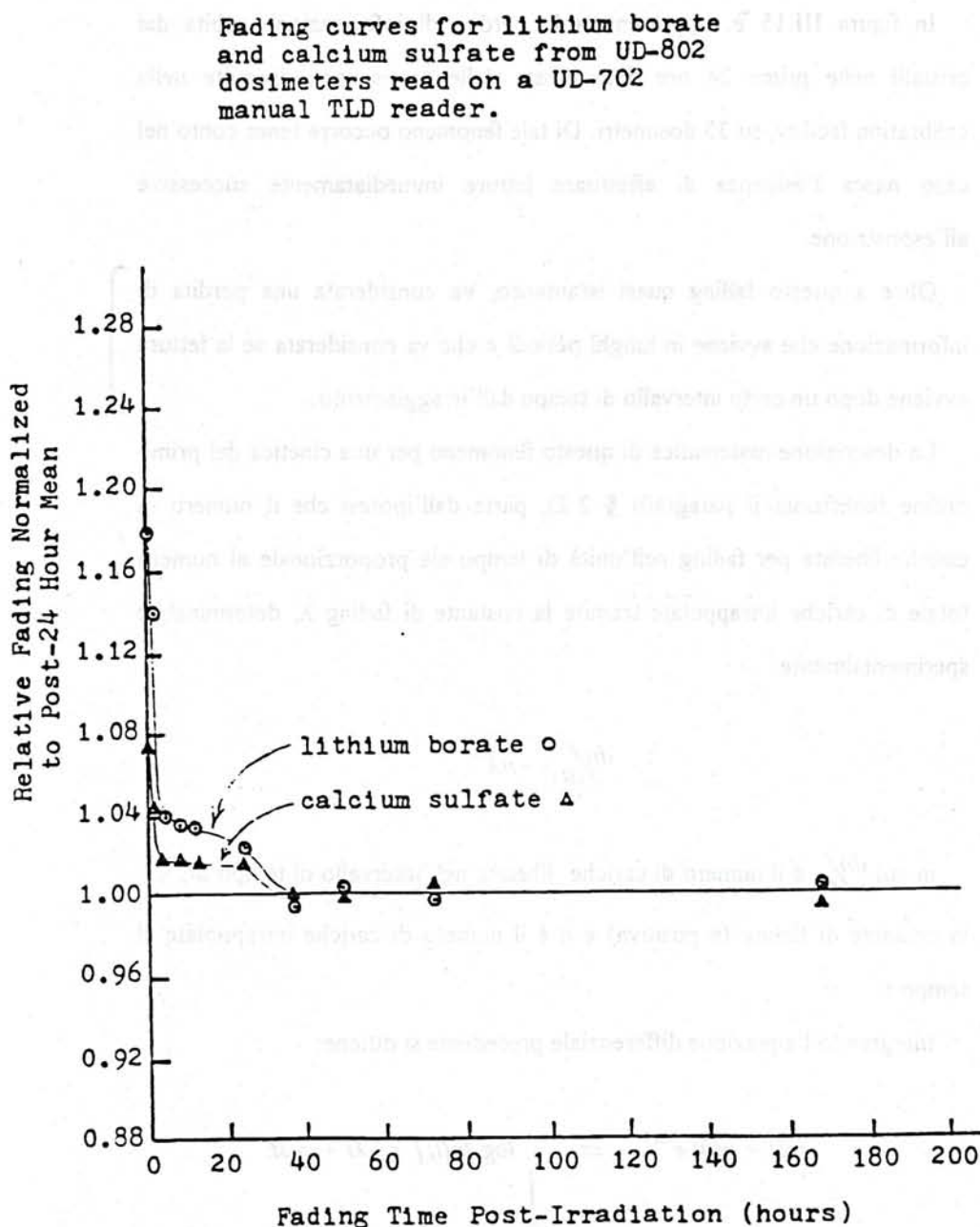


Fig. III.14: Andamento del fading fornito dal costruttore

In figura III. 15 è rappresentata la perdita di informazione subita dai cristalli nelle prime 24 ore determinata dalle esposizioni, eseguite nella calibration facility, su 35 dosimetri. Di tale fenomeno occorre tener conto nel caso nasca l'esigenza di effettuare letture immediatamente successive all'esposizione.

Oltre a questo fading quasi istantaneo, va considerata una perdita di informazione che avviene in lunghi periodi e che va considerata se la lettura avviene dopo un certo intervallo di tempo

dall'irraggiamento.

La descrizione matematica di questo fenomeno per una cinetica del primo ordine, parte dall'ipotesi che il numero di cariche liberate per fading nell'unità di tempo sia proporzionale al numero totale di cariche intrappolate tramite la costante di fading λ , determinabile sperimentalmente:

$$\frac{dn}{dt} = -n\lambda$$

in cui dn/dt è il numero di cariche liberate nell'intervallo di tempo dt , λ è la costante di fading (è positiva) e n è il numero di cariche intrappolate al tempo t .

Integrando l'equazione differenziale precedente si ottiene:

$$n(t) = n(0) e^{-\lambda t} \Rightarrow \log [n(t)] = -\lambda t + \text{cost.}$$

Per la determinazione della costante λ si sono irradiati 5 gruppi di 5 TLD ad una certa dose D . Un primo gruppo è stato letto 24 ore dopo l'irradiazione e ha fornito il valore di riferimento.

I restanti gruppi sono posti in un contenitore schermato nel quale la dose assorbita nell'arco temporale successivo dovuta al fondo naturale possa essere trascurata rispetto alla dose inizialmente ricevuta e sono stati letti ad intervalli di tempo regolari, ogni sette giorni per un mese.

Si è riportato quindi il logaritmo naturale della risposta media di ogni gruppo di TLD in funzione del tempo trascorso dalla sua irradiazione fino alla sua lettura. Si sono ottenuti i grafici di fading riportati in figura III.16, i cui coefficiente angolari sono proprio le costanti di fading cercate.

La conoscenza del coefficiente di fading consente di determinare un fattore correttivo K_f per le misure con tempi di esposizione dei dosimetri per i quali il fenomeno diviene apprezzabile. Riferendoci per semplicità a una cinetica del primo ordine, durante il periodo di esposizione si può scrivere il seguente bilancio per le cariche intrappolate che tenga conto anche delle cariche liberatesi per fading:

$$\frac{dn}{dt} = K\dot{D} - n\lambda$$

in cui dn/dt è la variazione del numero di cariche nelle trappole nell'intervallo di tempo dt ;

K è una costante di proporzionalità espressa in $(\mu\text{Gy/h})^{-1}$;

D è il rateo di dose assorbita in aria, espresso in $\mu\text{Gy/h}$;

λ è la costante di fading;

n è il numero totale di cariche intrappolate.

Integrando la precedente equazione differenziale si ottiene:

$$n(t) = Ce^{-\lambda t} + (K\dot{D}/\lambda)$$

e imponendo la condizione iniziale $n(0) = 0$, si può determinare la costante C nella soluzione:

$$n(t) = (1 - e^{-\lambda t})(K\dot{D}/\lambda)$$

da cui si ricava l'incognita D :

$$D = \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t}) K} n$$

In assenza di fading si avrebbe:

$$\frac{dn}{dt} = K\dot{D} \Rightarrow n(t) = K\dot{D}t \Rightarrow \dot{D} = (n/Kt)$$

che confrontato con il caso precedente porta alla determinazione del fattore correttivo per il fading K_f :

$$K'_f = t_e \lambda / (1 - e^{-t_e \lambda})$$

dove t_e è il tempo di esposizione dei dosimetri.

Nel caso in cui trascorra un certo tempo t_a tra il ritiro dei dosimetri e la loro lettura, occorre tenere conto anche della perdita di informazioni esponenziale in tale periodo:

$$K_f = [t_e \lambda / (1 - e^{-t_e \lambda})] \cdot e^{-t_a \lambda}$$

Nel caso dei dosimetri utilizzati questi coefficienti variano da 1,02 (per il quarto elemento) a 1,04 (per il secondo elemento), calcolati per un tempo di esposizione di 30 giorni: in pratica, quindi, al momento della lettura viene trascurata questa correzione.

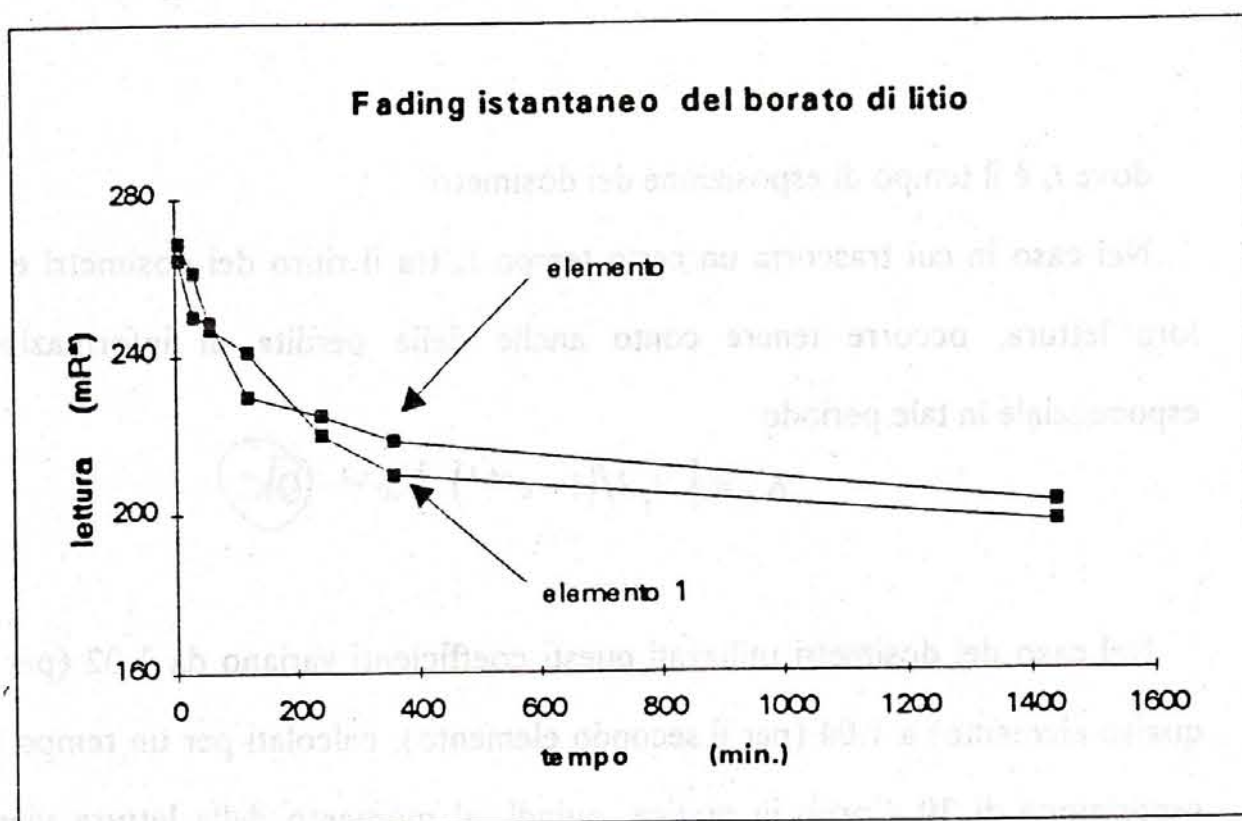


Fig III.15.a: Andamento della risposta del borato di litio nelle prime
24 ore dopo l'irraggiamento

1 e 2

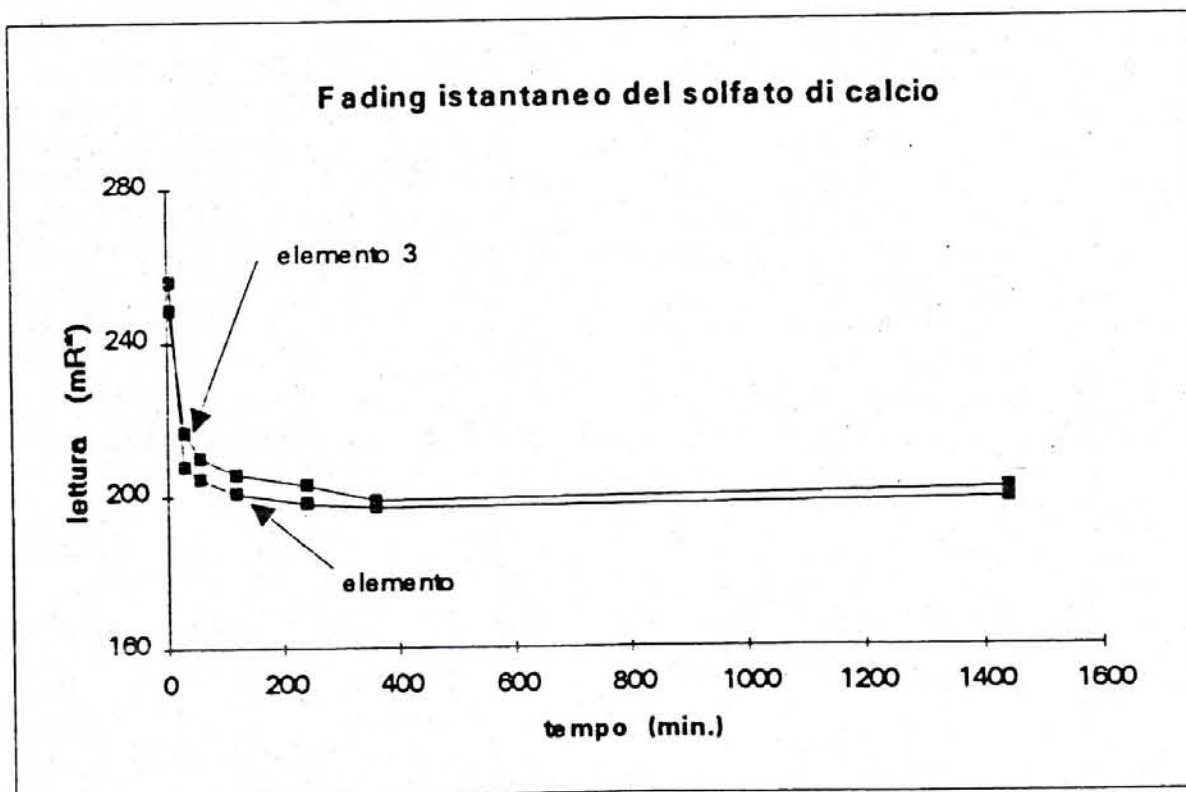


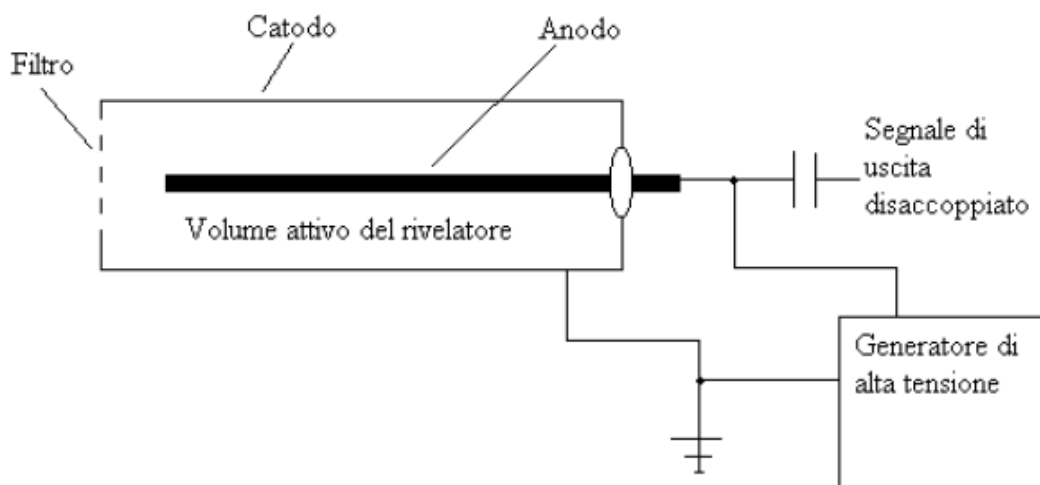
Fig III.15.b: Andamento della risposta del solfato di calcio nelle prime
24 ore dopo l'irraggiamento 3 e 4

2.8.1 Camera a ionizzazione Reuter – Stokes come strumento di confronto

Le particelle emesse dal decadimento di elementi instabili e dei discendenti degli stessi, possono essere rivelate utilizzando camere a ionizzazione.

La camera a ionizzazione, come mostrato nello schema seguente (Fig 3.16), è costituita da un contenitore cilindrico metallico (catodo) che si trova ad un diverso potenziale rispetto all'elettrodo centrale (anodo), sul quale viene prelevato il segnale prodotto dal rivelatore.

Figura 3.16 Schema di una camera a ionizzazione



Il campione di aria contenente l'elemento viene introdotto nel volume del rivelatore attraverso un filtro in grado di rimuovere le particelle di aerosol a cui sono legati i prodotti di decadimento dell'elemento; una volta introdotto all'interno del rivelatore l'elemento stesso decade nuovamente nei suoi figli, ma l'attività totale misurata è legata solamente al quantitativo di elemento iniziale.

Le particelle emesse dal decadimento e dai suoi figli ionizzano l'aria creando delle coppie ione-elettrone. Queste cariche vengono raccolte dal campo elettrico esistente nella camera e durante il loro percorso inducono una corrente elettrica sul filo, che varia a seconda del tipo di particella ionizzante.

La misura può essere eseguita dopo alcune ore dall'introduzione del campione d'aria all'interno della camera, affinché sia raggiunto l'equilibrio secolare tra l'elemento e i suoi prodotti di decadimento. La sensibilità di questo strumento è dell'ordine di 10^{-14} A Bq/1 , l'incertezza di misura è dell'ordine del 10 - 20%, mentre la minima concentrazione rivelabile dipende fortemente dal tempo di misura e dal volume della camera e, per una camera con un volume di 1 litro, con un tempo di misura di circa 1000 minuti, è di poco minore di 1 Bq/m^3 .

Camere a ionizzazione ed elettrometri

Si tratta di metodi che sfruttano le coppie di ioni create lungo il cammino delle particelle a in un gas: nel caso degli elettrometri si misura la quantità di cariche create senza applicare differenze di potenziale; nel caso delle camere a ionizzazione le cariche attratte sugli elettretti vengono raccolte su un anodo grazie all'applicazione di un campo elettrico. Questi rivelatori sono costituiti da un cilindro in ottone o acciaio all'interno del quale sono posti gli elettretti. L'elemento viene flussato o fatto diffondere all'interno della camera dall'ambiente esterno oppure vengono introdotti campioni da analizzare e la camera sigillata.

2.8.2 Valutazione del termine di fading dei dosimetri ambientali e personali

Materiale occorrente: 15 dosimetri ambientali, 15 dosimetri personali

- 1) Azzeramento di 15 dosimetri ambientali (per comodità di espressione, li dividiamo in tre gruppi di 5 ciascuno, che chiameremo A, B, C)
- 2) Azzeramento 15 dosimetri personali (per comodità, li dividiamo in tre gruppi di 5 che chiameremo D, E, F)
- 3) Mettere nel pozzo A, B, C, D, E, F
- 4) Irraggiare A con 3 mGy di Cs-137 e metterli nel pozzo
- 5) Irraggiare D con 3 mGy di Co-60 e metterli nel pozzo
- 6) Mettere al Centro Emergenza A, B, C, D, E, F e far partire il conteggio della Reuter Stokes, o registrare il valore attuale del conteggio. (stabilire nel dettaglio come vengono piazzati). Annotare data e ora in cui vengono esposti i dosimetri. La indicheremo con T0;
- 7) A (T0+30 giorni), ritirare D, E, F, leggere e registrare il valore della RS e mettere D, E, F nel pozzo.
- 8) Irraggiare F a 3 mGy di Co-60 e metterli nel pozzo.
- 9) Dopo un giorno, leggere, con il lettore tarato sul Co-60, D, E, F. Per ogni lettura registrare le glow curve. Portare i dati su foglio Excel per le successive elaborazioni
- 10) A (T0+60giorni) ritirare A, B, c e metterli nel pozzo e leggere la RS
- 11) Irraggiare C a 3 mGy di Cs-137 e metterli nel pozzo
- 12) Dopo un giorno leggere, con il lettore tarato su CS-137 A, B, C. Per ogni lettura registrare le glow curve. Portare i dati su foglio Excel per le successive elaborazioni

Calcolo della costante di fading per gli ambientali

$$\lambda = \frac{1}{t_{irr}} \ln\left(\frac{L_A - L_B}{L_C - L_B}\right) \quad (1)$$

In cui t_{irr} è il tempo di esposizione in giorni, L_C è la lettura media dei vari elementi dei cristalli del gruppo C e similamente per L_A e L_B .

Si calcola il kerma in Gy dalle letture di B e si moltiplica per un fattore pari a

$$\frac{\lambda t_{irr}}{(1 - e^{-\lambda t_{irr}})} e^{\lambda T_R} \quad (2)$$

In cui T_R è il tempo di ritardo tra il ritiro dei dosimetri e la lettura degli stessi.

Confrontare i dati con la lettura della RS, dopo aver convertito l'unità di misura da R a Gy.

Per i dosimetri personali il processo è analogo ma i quattro cristalli vanno trattati separatamente, avendo tutti caratteristiche diverse, ai fini del calcolo delle formule (1) e (2)

Attenzione alla risposta del secondo elemento del dosimetro, che è il nostro riferimento per l'assegnazione delle dosi al Personale.

Tabelle relative ai dosimetri personali esposti 1 mese al Centro Emergenza

LETTURE NETTE TLD IRRAGGIATI "D"				
TLD 804 AS N°	Lett. 1°Elem. mGy	Lett. 2°Elem. mGy	Lett. 3°Elem mGy	Lett. 4°Elem. mGy
Media	2,441	2,620	2,760	2,825
LETTURE NETTE TLD POSTIRRAGGIATI "F"				
TLD 804 AS N°	Lett. 1°Elem. mGy	Lett. 2°Elem. mGy	Lett. 3°Elem mGy	Lett. 4°Elem. mGy
Media	2,921	3,069	3,016	2,915
LETTURE NETTE Fondo T0+30 gg "E"				
TLD 804 AS N°	Lett. 1°Elem. mGy	Lett. 2°Elem. mGy	Lett. 3°Elem mGy	Lett. 4°Elem. mGy
Media	0,038	0,050	0,041	0,038

Valore integrale mensile della Reuter - Stokes

Tot
giorni
Tot ore

720

30

Reuter Stokes n° 3556

Fattore di taratura

9,02E-03

[μGy/μR]

Integrale mensile Dose

5542 [μR]

5,00E+01 [μGy]

Calcolo Costante di Fading e Fattore Correttivo

λ (Li ₂ B ₄ O ₇)	0,005366585	Fattore Correttivo (Li₂B₄O₇)	1,088483661	Dose Corretta	2,851413568 [mGy]	1,145204266
λ (CaSO ₄)	0,002995134	Fattore Correttivo (CaSO₄)	1,048736143	Dose Corretta	2,895 [mGy]	1,0869
Rapporto RS/TLD				Scarto dalla R-S		
Li ₂ B ₄ O ₇				0,82%		
Rapporto RS/TLD CaSO ₄				17,34%		

Da cui si può notare una perdita di informazione degli elementi costituiti di Li₂B₄O₇ rispetto alla Reuter – Stokes di circa 1%, e di quelli costituiti da CaSO₄ di circa il 17,34 %.

Tabelle relative ai dosimetri personali esposti 1 mese al Centro S.I.T.

LETTURE NETTE TLD IRRAGGIATI "D"				
TLD 804 AS N°	Lett. 1°Elem. mGy	Lett. 2°Elem. mGy	Lett. 3°Elem mGy	Lett. 4°Elem. mGy
Media	2,61766	2,61638	2,75854	2,72546
LETTURE NETTE TLD POSTIRRAGGIATI "F"				
TLD 804 AS N°	Lett. 1°Elem. mGy	Lett. 2°Elem. mGy	Lett. 3°Elem mGy	Lett. 4°Elem. mGy
Media	2,91558	2,95182	2,90152	2,97398
LETTURE NETTE Fondo T0+30 gg "E"				
TLD 804 AS N°	Lett. 1°Elem. mGy	Lett. 2°Elem. mGy	Lett. 3°Elem mGy	Lett. 4°Elem. mGy
Media	0,0591	0,06056	0,05326	0,05234

Calcolo Costante di Fading e Fattore Correttivo

λ (Li ₂ B ₄ O ₇)	0,004110643	Fattore Correttivo (Li₂B₄O₇)	1,067304928	Dose Corretta	2,792475267 [mGy]
λ (CaSO ₄)	0,001716762	Fattore Correttivo (CaSO₄)	1,02773533	Dose Corretta	2,835 [mGy]

Da cui si può notare una costante di Fading per gli elementi costituiti di $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ e da CaSO_4 , esposti al Centro S.I.T. in ambiente controllato, un po più bassa rispetto alla costante di Fading degli equivalenti dosimetri posizionati per lo stesso tempo al Centro Emergenza.

I confronti con la Camera Reuter – Stokes non sono stati effettuati per l'assenza della camera stessa al Centro S.I.T.

Tabelle relative ai dosimetri ambientali esposti 2 mesi al Centro Emergenza

LETTURE NETTE "A"		LETTURE NETTE "C"		LETTURE NETTE "B"	
<i>TLD</i> 804 AS <i>N°</i>	<i>Lett.</i> <i>mGy</i>	<i>TLD</i> 804 AS <i>N°</i>	<i>Lett.</i> <i>mGy</i>	<i>TLD</i> 804 AS <i>N°</i>	<i>Lett.</i> <i>mGy</i>
MEDIA	2,93156	MEDIA	2,991033333	MEDIA	0,0805

Valore integrale bimestrale della Reuter - Stokes

Tot ore Tot giorni

1440 **60**

Reuter Stokes n° 3556

Fattore di taratura

9,02E-03

[$\mu\text{Gy}/\mu\text{R}$]

Integrale mensile

10892

[μR]

9,82E+01

[μGy]

Calcolo Costante di Fading e Fattore Correttivo

λ (CaSO_4) 0,000344091 **Fattore Correttivo**
(CaSO_4) **1,010705978** **Dose**
Corretta **2,962945216** [mGy]
Scarto dalla R-S
Rapporto RS/TLD CaSO_4 1,22E+00 18,06%

Da cui si può notare una perdita di informazione degli elementi costituiti di CaSO_4 rispetto alla Reuter – Stokes di circa il 18,1%.

Tabelle relative ai dosimetri ambientali esposti 2 mesi al Centro S.I.T.

LETTURE NETTE "A"		LETTURE NETTE "C"		LETTURE NETTE "B"	
<i>TLD</i> 804 AS <i>N°</i>	<i>Lett.</i> <i>mGy</i>	<i>TLD</i> 804 AS <i>N°</i>	<i>Lett.</i> <i>mGy</i>	<i>TLD</i> 804 AS <i>N°</i>	<i>Lett.</i> <i>mGy</i>
MEDIA	2,977486667	MEDIA	3,00646	MEDIA	0,1017

Calcolo Costante di Fading e Fattore Correttivo

λ (CaSO_4) 0,000167075 **Fattore Correttivo**
(CaSO_4) **1,005188558** **Dose**
Corretta **2,992935528** [mGy] **1,007561187**

Da cui si può notare una costante di Fading per gli elementi costituiti da CaSO_4 , esposti al Centro S.I.T. in ambiente controllato, un po più bassa rispetto alla costante di Fading degli equivalenti dosimetri posizionati per lo stesso tempo al Centro Emergenza, e questo evidenzia una modesta

seppur presente dipendenza della lettura del dosimetro in funzione delle condizioni ambientali, ed in particolar modo dalla temperatura.

I confronti con la Camera Reuter – Stokes non sono stati effettuati per l'assenza della camera stessa al Centro S.I.T.

I dati relativi ai vari fattori di correzione si sono dimostrati coerenti con i valori ottenuti da una intera campagna di misure effettuate alla Centrale Nucleare di Caorso in passato, evidenziate nella nota tecnica NT – CFS 07 dove mediamente il rapporto R-S/TLD dava un fattore correttivo medio di circa 1,5.

I nostri valori attualmente ottenuti sono molto vicini all'unità per il $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ e vicino al 2 per il CaSO_4 , quindi sono contenuti all'interno dell'oscillazione dei valori relativa alle misure di 20 anni fa, perché i dati oscillavano tra 1 e 2 approssimativamente come ho detto.

Questo ci dice che in ambiente con le energie tipiche degli isotopi che vi si trovano, il CaSO_4 non riesce a trattenere l'informazione di dose perché il rateo a cui è sottoposto in condizioni naturali non sono sufficienti per riempire le trappole profonde all'interno del gap del materiale in esame le quali hanno bassissima probabilità di svuotarsi, mentre di riempiono le trappole superficiali che invece hanno una probabilità di riempirsi e di svuotarsi abbastanza alta.

2.8.3 Andamento del rateo di dose della Reuter – Stokes, in funzione dei parametri ambientali al Centro Emergenze

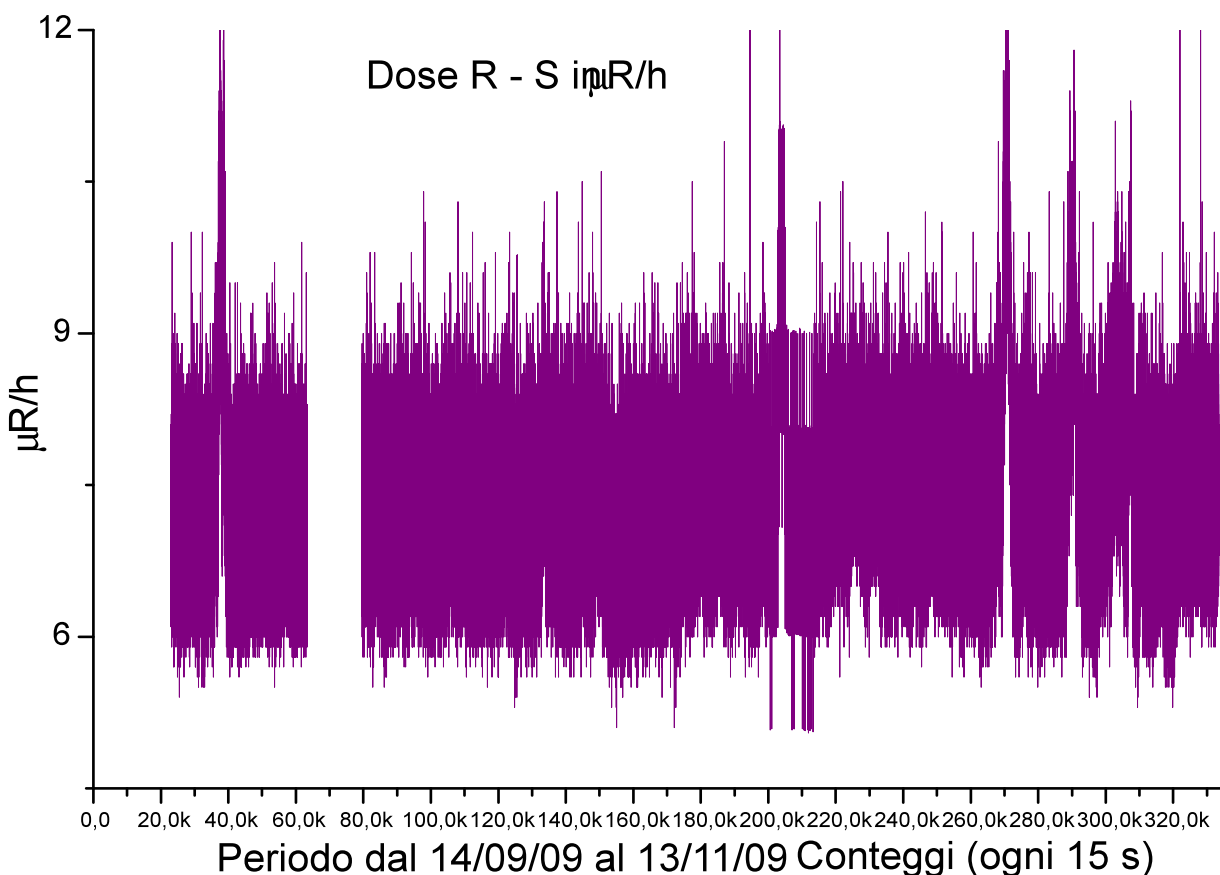


Grafico che mostra l'andamento della dose misurata dalla Reuter – Stokes in $\mu\text{R/h}$ per tutto il lasso temporale di esposizione al Centro Emergenze della durata di 60 giorni.

Sono stati persi i dati istantanei nel trasferimento dati Reuter – Stokes / Computer di 7 giorni complessivamente, per via di un errore di valutazione di capienza della memoria buffer della camera stessa.

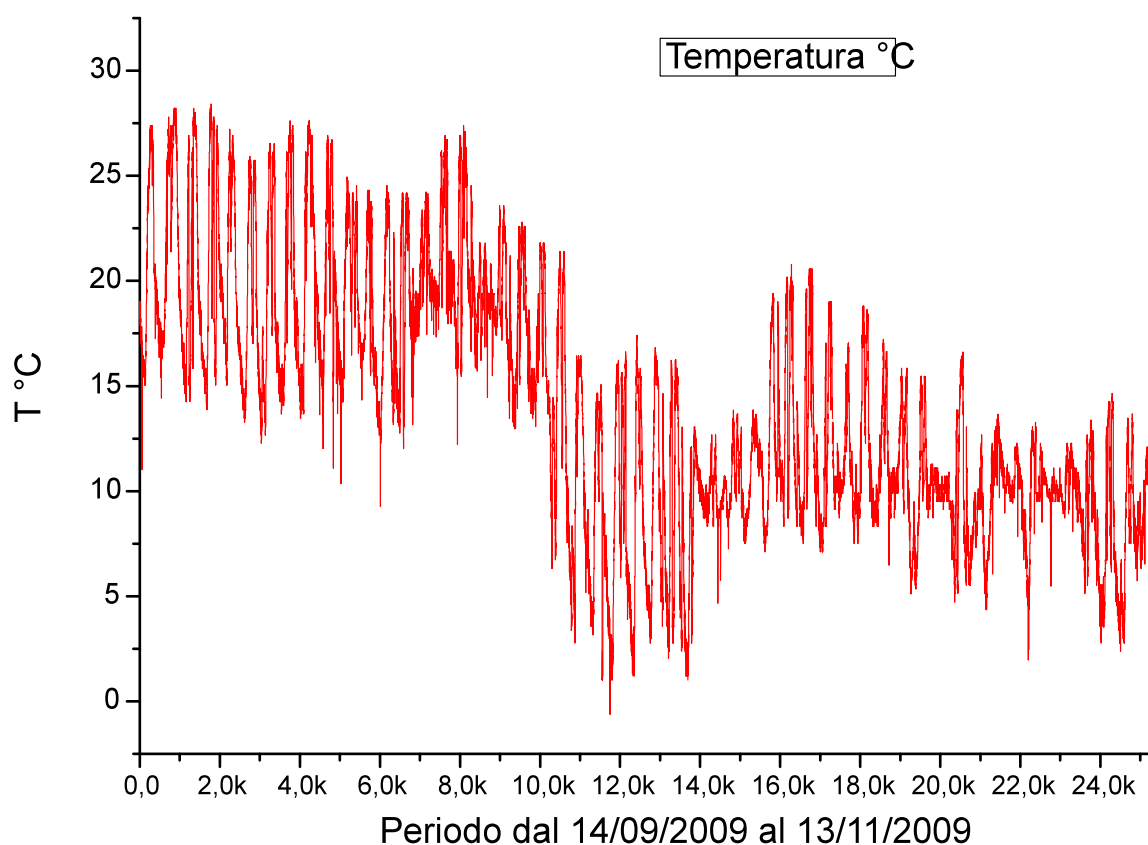


Grafico che mostra l'andamento della Temperatura in gradi Celsius dei 60 giorni presi in esame monitorati al Centro Emergenze

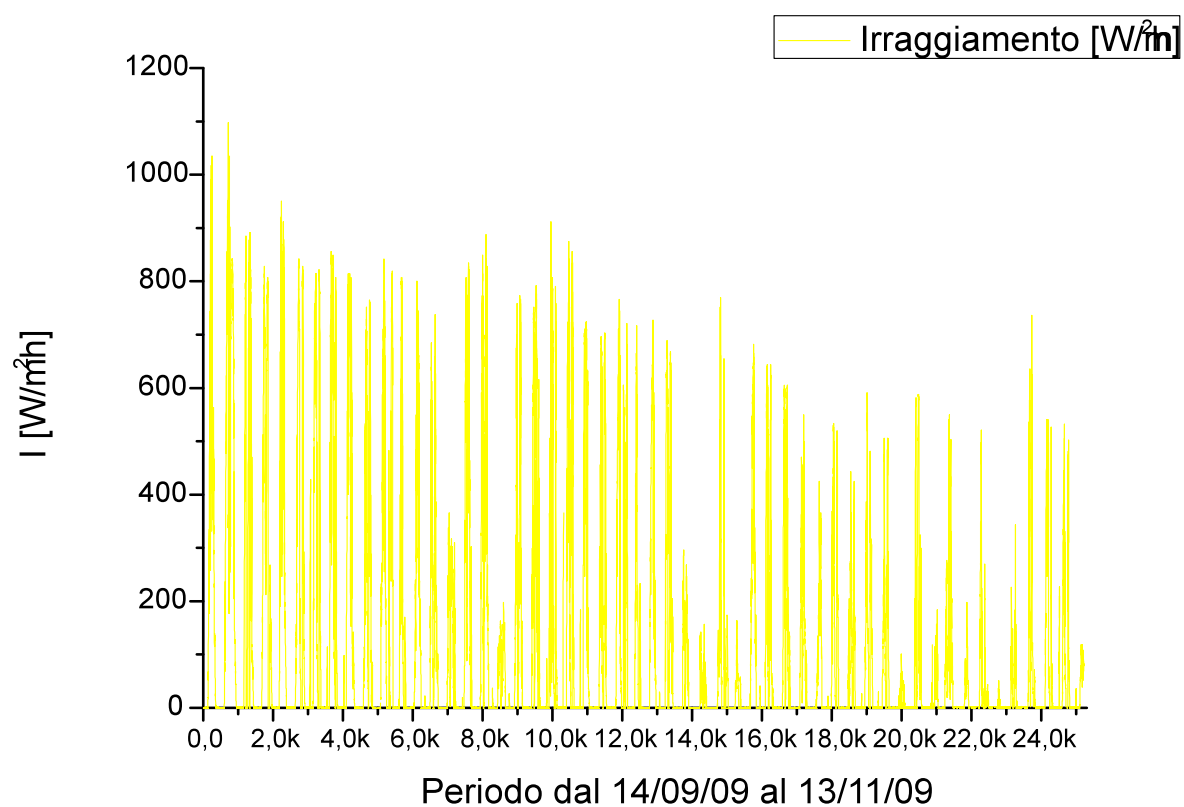


Grafico che mostra l'andamento dell'Irraggiamento solare dei 60 giorni presi in esame al Centro Emergenze

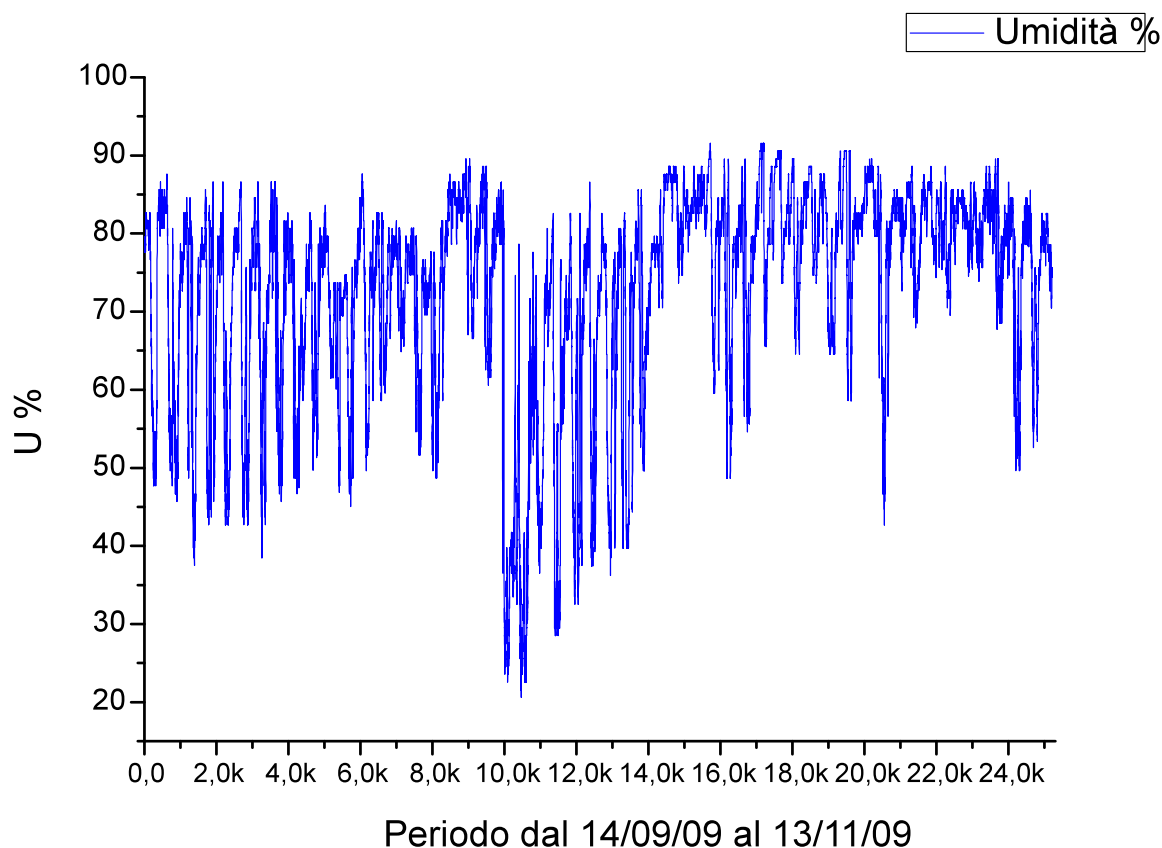


Grafico che mostra l'andamento dell'Umidità percentuale dei 60 giorni presi in esame al Centro Emergenze

Si possono notare, osservando l'andamento delle grandezze in gioco in fase temporale, che l'alternanza giorno notte porta con sé una diminuzione di temperatura, seguita da aumento di umidità e azzeramento di irraggiamento solare, e che in funzione di irraggiamento diurno basso e notevole incremento di umidità si ha la presenza di temporali che corrispondono esattamente ai picchi di dose registrati dalla Reuter – Stokes con un passaggio da circa 8 $\mu\text{R/h}$ a 12 $\mu\text{R/h}$ per via del deposito a terra di normale pulviscolo presente in atmosfera.

2.9 LIVELLO DI SOGLIA

Dalle norme di sorveglianza possiamo ricavare per il Cs 137 una attività associata al livello di evacuazione di 7400 Bq/m^2 come irraggiamento da suolo (considerato un piano infinito) che corrisponde ad un rateo di dose a 1 m di distanza dal suolo stesso di 17,76 nSv/h che sono 0,15 mSv/y sopra il rateo di dose naturale.

Nel piazzale della Centrale Nucleare di Caorso il rateo è di 70 nSv/h che sono 0,61 mSv/y.

Ora vogliamo determinare dai dati di dose personale giornaliera facendo una stima oraria media, qual'è il livello soglia di rateo di dose tale da fare sì che i valori misurati dal dosimetro a termoluminescenza siano comparabili per i 2 materiali di cui è composto, il $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ e il CaSO_4 , quindi il livello per il quale non vi è perdita sistematica di dose nel CaSO_4 .

Estratto dal documento “CEVaD - Manuale Operativo - Rev.5 - Giugno 2005” come strumento di supporto per le attività di valutazione nell’ambito delle pianificazioni di emergenze nucleari e radiologiche provinciali

Tabella 28

Contaminazione superficiale che determina per irradiazione diretta dal materiale radioattivo depositato al suolo una dose efficace di $50 \text{ mSv/week} = 50 \text{ mSv}/168\text{h} = 0,30 \text{ mSv/h}$

(Bq m⁻²)

RADIONUCLIDE

CONCENTRAZIONE AL SUOLO

Cs-137

$1,5 \cdot 10^8$

Si può osservare sistematicamente che il CaSO₄ se superato il livello di soglia che corrisponde al rateo di dose di circa 1 µSv/h, non perde informazione di dose e tutti e 4 gli elementi misurano all’incirca gli stessi valori, mentre se il livello non è raggiunto il dosimetro perde informazione per i 2 elementi di CaSO₄, che si discostano dai 2 elementi di Li₂B₄O₇ di un valore di circa il 50%.

Le misure effettuate con il dosimetro a termoluminescenza composto da CaSO₄ per le misure ambientali, ci porta a fare considerazioni per le quali si può tranquillamente dire:

la sensibilità dello strumento che è costituita dalla più piccola grandezza in grado di generare uno spostamento apprezzabile rispetto all'inizio della scala dello strumento, non è sufficiente per discernere valori di rateo di dose al di sotto di 0,01 µSv/h che è un limite inferiore 10 volte più basso rispetto al valore misurato di fondo naturale sommato il valore che viene calcolato da prescrizione tecnica in caso di emergenza nucleare.

Così definita, la sensibilità determina il limite inferiore del campo di misura dello strumento, mentre il limite superiore è dato dal fondo scala: i due determinano insieme l'intervallo di funzionamento.

È inoltre importante chiarire il concetto di risoluzione di uno strumento, che rappresenta la minima variazione apprezzabile della grandezza in esame attraverso tutto il campo di misura: essa rappresenta il valore dell'ultima cifra significativa ottenibile.

Perciù se la scala dello strumento parte da zero ed è lineare la risoluzione è costante lungo tutto il campo di misura e risulta numericamente uguale alla sensibilità.

Si osservi che non sempre sensibilità e risoluzione coincidono: la loro differenza risiede nella definizione delle due grandezze. Infatti la sensibilità è relativa all'inizio del campo di misura, mentre la risoluzione è considerata sull'intero campo di misura dello strumento.

La risoluzione dello strumento perché la misura possa essere considerata ripetibile e precisa dovrebbe essere in grado di discernere circa 10 nSv/h e non è evidentemente in grado di farlo.

Dove con il termine ripetibilità si intende la capacità dello strumento di fornire misure uguali della stessa grandezza entro la sua risoluzione, anche in condizioni di lavoro difficili o variabili (vibrazioni, sbalzi di temperatura, ...).

In pratica lo strumento deve risultare ben isolato rispetto agli effetti dell'ambiente esterno, escluso ovviamente l'effetto dovuto alla grandezza in esame.

La ripetibilità implica anche una buona affidabilità, intesa come robustezza di funzionamento nel tempo. Questa peculiarità viene espressa come vita media o come tempo medio statisticamente prevedibile fra due guasti successivi in condizioni normali di utilizzo.

E per precisione, come detto se ad ogni misura è associata inevitabilmente una incertezza. Evidentemente più piccola è l'incertezza associata alla misura, migliore sarà la misura. Ma cosa significa "più piccola"?

Vediamo di chiarire questo punto. Quando noi forniamo un risultato, lo dobbiamo sempre corredare, oltre che del valore della misura, anche dell'errore associato: tale errore è detto errore assoluto e rappresenta l'intervallo di indeterminazione entro il quale si suppone che il risultato sia compreso.

Se ora consideriamo il rapporto tra l'errore assoluto e il risultato stesso otteniamo una grandezza adimensionale (un numero, privo cioè di unità di misura), molto utile nell'analisi degli errori, che prende il nome di precisione o errore relativo.

A questo punto appare evidente che la misura con l'errore relativo minore è quella più precisa: si noti bene che si è parlato di errore relativo e non assoluto. Infatti si consideri il seguente esempio.

Siano date due misure nel modo seguente:

$$A=(10 \pm 1) \text{ Kg}$$

$$B=(100 \pm 1) \text{ Kg}$$

Entrambe hanno lo stesso errore assoluto ($\Delta A = \Delta B = 1 \text{ Kg}$), mentre hanno differenti errori relativi. Ora, mentre nella prima misura abbiamo un errore di una unità su dieci, nella seconda abbiamo un errore di una sola unità su cento: si è allora soliti dire che la prima è una misura precisa al 10%, mentre la seconda precisa al 1%.

Precisioni di questo ordine di grandezza sono molto simili a quelle che si possono ottenere in un laboratorio di fisica o di chimica: si tenga però conto che i laboratori di ricerca le precisioni raggiunte sono di parecchi ordini di grandezza superiori. Per questo si è soliti usare la notazione scientifica, onde evitare la scomodità di espressioni con troppi zeri.

Nelle tabelle sono riportati i valori in mGy dati dagli elementi dei TLD personali assegnati nell'anno 2009 scelti in quei dosimetri che hanno rilevato dose oltre la soglia di rilevabilità (mSv).

TLD testimoni (fondo mensile)				Libro		Libro		CaSo		CaSo		mSv	Distribuzione della dose nel mese (PIN)																							
				mGy 1°	mGy 2°	mGy 3°	mGy 4°																													
feb-09	MEDIA	0.114	0.102	0.085	0.081							0.093	2	0	3	1	1	3	5	2	2	2	1	0	3	2	2	5	4							
	SIGMA	0.012	0.032	0.006	0.004	MR	0.127	0.134	0.095	0.084	0.066	0	3	2	1	1	1	2	7	2	0	1	1	1	1	2	1	0	3							
	3 SIGMA	0.036	0.096	0.030	0.018	GP	0.122	0.124	0.080	0.080	0.054	2	1	2	2	1	6	3	2	2	2	2	3	1	2	2	1	3	4							
mar-09	MEDIA	0.082	0.076	0.063	0.061	BM	0.145	0.158	0.098	0.090	0.078	2	1	2	2	1	1	2	5	3	1	1	1	1	2	1	2	1	2							
	SIGMA	0.008	0.016	0.003	0.004	MR	0.134	0.134	0.095	0.084	0.078	2	1	3	1	1	1	2	5	3	1	1	1	1	2	1	2	1								
	3 SIGMA	0.023	0.047	0.009	0.011	GP	0.152	0.144	0.096	0.094	0.098	2	1	2	2	1	6	3	2	2	2	3	1	2	2	2	2	4								
apr-09	MEDIA	0.076	0.074	0.066	0.064	MM	0.134	0.162	0.110	0.094	0.133	2	1	3	1	1	2	5	3	1	1	1	1	1	4	3	2	1								
	SIGMA	0.026	0.019	0.014	0.011	EG	0.164	0.193	0.096	0.099	0.098	2	1	1	1	1	4	4	3	1	1	1	1	2	2	2	1	4								
	3 SIGMA	0.079	0.057	0.041	0.033	MM					0.133	2	1	1	1	1	4	4	3	1	1	1	1	2	2	2	1	5								
mag-09	MEDIA	0.077	0.080	0.062	0.062	MR	0.151	0.135	0.085	0.080	0.064	1	0	0	0	2	1	1	0	2	1	1	0	0	4	2	1	1								
	SIGMA	0.011	0.014	0.003	0.003	BE	0.102	0.145	0.108	0.107	0.074	0	0	1	1	0	2	0	13	25	0	0	0	0	0	1	0	0								
	3 SIGMA	0.032	0.041	0.010	0.010	TE	0.120	0.141	0.153	0.164	0.070	0	0	0	0	0	0	11	21	23	0	0	0	0	0	0	0	0								
giu-09	MEDIA	0.085	0.081	0.070	0.071	PI	0.092	0.131	0.072	0.076	0.066	1	1	0	0	4	0	2	1	0	2	2	1	0	1	1	1	0	1							
	SIGMA	0.016	0.019	0.007	0.003						0.072	1	2	2	4	14	1	7	1	1	2	0	3	1	2	5	2	1								
	3 SIGMA	0.048	0.057	0.022	0.008	MM	0.104	0.143	0.072	0.083	0.072	1	2	1	1	1	2	0	3	1	1	1	1	1	3	1	1	1								
lug-09	MEDIA	0.110	0.103	0.076	0.073	ZG	0.085	0.147	0.107	0.096	0.051	9	1	12	2	3	5	2	0	1	1	0	1	1	0	2	0	1	1							
	SIGMA	0.014	0.014	0.004	0.005	MM	0.168	0.154	0.086	0.095	0.058	0	1	1	2	0	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1								
	3 SIGMA	0.042	0.042	0.012	0.014	PJ	0.131	0.187	0.080	0.083	0.096	1	1	1	2	1	2	1	0	2	1	2	1	1	1	1	1	1								
ago-09	MEDIA	0.074	0.078	0.066	0.065							0	1	1	12	2	3	5	2	0	1	1	0	2	0	1	1	1								
	SIGMA	0.015	0.022	0.007	0.004						0.058	0	1	1	2	0	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1								
	3 SIGMA	0.045	0.066	0.021	0.012						0.096	1	1	1	2	1	2	1	0	2	1	2	1	1	1	1	1	1								
set-09	MEDIA	0.065	0.067	0.058	0.059	HA	0.140	0.124	0.141	0.126	0.066	1	3	1	3	1	3	1	11	13	19	10	2	3	1	5	4	2								
	SIGMA	0.009	0.016	0.004	0.003	ZG	0.104	0.150	0.140	0.129	0.095	1	3	1	3	1	3	1	8	10	19	15	4	2	2	5	7	1								
	3 SIGMA	0.026	0.047	0.012	0.010						0.095	1	3	1	3	1	3	1	8	10	19	15	4	2	2	5	7	1								
ott-09	MEDIA	0.072	0.070	0.069	0.067	FL	0.119	0.150	0.126	0.112	0.053	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1								
	SIGMA	0.013	0.014	0.004	0.007						0.053	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1								
	3 SIGMA	0.038	0.043	0.011	0.021						0.053	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1								

CONCLUSIONI

Da questa esperienza si può dedurre che analizzando dosimetri sia personali che ambientali, quindi differentemente composta da 4 elementi di cui 2 di Borato di Litio e 2 di Solfato di Calcio per i personali in funzione dello Z_{eff} relativo simile al tessuto umano e i 3 elementi di Solfato di Calcio per gli ambientali, esponendoli in ambiente per 2 mesi complessivamente, vediamo che la perdita per fading del Borato di Litio si assesta intorno all'1% (30 giorni) mentre la perdita per fading del Solfato di Calcio si assesta attorno al 18% (60 giorni).

Questo è confermato da letteratura, ma la cosa interessante è notare che il fading del solfato di calcio si riduce di molto sino a equipararsi con quello del borato di litio per basse dosi se siamo in presenza di dosimetri personali esposti ad un rateo di dose che non è quello ambientale e se si raggiunge il valore di soglia di circa $1 \mu\text{Sv/h}$.

Allora interessante è vedere che raggiunta questa soglia di rateo di dose che consente al solfato di calcio il riempimento di trappole più profonde all'interno dell'Energy Gap del semiconduttore in esame, che consenta al materiale di non perdere elettroni intrappolati (probabilità $1 - p$ di lasciare la trappola) per il semplice rumore vibrazionale termico ambientale.

Così possiamo valutare in funzione della normativa vigente, considerando una sorgente di Cs 137 piana infinita e considerandone l'irraggiamento a 1 m avente una attività specifica di 7400 Bq/m^2 il rateo di dose risultante da sommare alla radiazione di fondo naturale è di circa 18 nSv/h

Se il fondo naturale ad esempio a Caorso è di 70 nSv/h sommato al valore in eccesso di 18 nSv/h da prescrizione tecnica, che consideriamo essere circa 100 nSv/h per semplicità essendo sicuramente all'interno degli errori strumentali, il dosimetro dovrebbe essere abbastanza accurato da misurare un rateo di dose di 10 nSv/h e come abbiamo avuto modo di verificare dai dati in tabella, questo non è confermato dalle esperienze avute nell'arco di circa 1 anno nella Centrale BWR di Caorso.

Allora forse sarebbe opportuno usare i dosimetri a TLD personali al posto degli ambientali, per riuscire al avere un confronto più accurato per la presenza di $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ e non solo del CaSO_4 , in modo appunto da avere un confronto tra i 2 materiali per la comprensione più profonda del fattore correttivo da applicare al dosimetro, per avere le valutazioni di dose il più precise possibile e distinguere definitivamente la differenza tra le misure di dose ambientale e naturale.

Table 6.1. Characteristics of popular TLD materials

Phosphor	Commercial source	Glow peak (°C)	Approximate emission maximum (nm)	Z _{eff}	Ratio of TL response 30 keV/ ⁶⁰ Co (1)	Sensitivity (1)	Linear range (rad) (2)	Saturation level (rad) (3)	Thermal fading (4)	Optical fading (5)	Pre-annealing procedures
LiF:Mg, Ti (4)	Harshaw (5)	210 (6)	425 (7)	8.14	1.3	1.0	5×10^{-3} to 10^2	10^3	~5-10% per year	NA	400°C, 1 hour 80°C, 24 hour (8)
LiF:Mg, Ti, Na (9)	D & CEC (10)	220	400 (11)	8.14	1.3	0.5 (12)	†	†	NA	NA	Generally unnecessary; possibly 500°C, 0.5 hour (11) ~250°C, 10 min
LiF:Mg, Cu, P (13)	—	232	310 410	8.14	1.3	25	10^{-4} to 10^3	$> 10^4$	NA (14)	†	
Li ₂ B ₄ O ₇ : Mn (15)	Harshaw (16)	210	600	7.4	0.9	0.4	10^{-2} to 300	3×10^6	5% in 60 days	Sensitive	300°C, 15 min
Li ₂ B ₄ O ₇ : Cu (17)	Panasonic (18)	205	368	7.4	0.8	8	10^{-2} to 10^3	$> 10^3$	25% in 60 days	10% in 3 hours	†
MgB ₂ O ₄ : Dy/Tm:X (19)	—	210	480 570	8.4	1.5	7	10^{-3} to 10^2	10^3	10% in 60 days	Sensitive	600°C, 1 hour
Mg ₂ SiO ₄ : Tb (20)	DNT (21)	200	380 to 400		4-5	40 (100)	10^{-3} to 4×10^2	$> 10^3$	NA	Sensitive	500°C, 3 hours

(continua)

CaSO ₄ :Dy (22)	Harshaw	220	480 570	15.3	10-12	30	10 ⁻⁴ to 3 × 10 ³	10 ³	7-30% in 6 months	30% in 5 hours	400°C, 1 hour
CaSO ₄ :Tm (22)	Matsushita (23)	220	450	15.3	10-12	60	10 ⁻³ to 3 × 10 ³	10 ⁴	7-30% in 6 months	30% in 5 hours	400°C, 1 hour
CaSO ₄ :Mn (24)	Harshaw	80	500	15.3	10-12	60	10 ⁻³ to 3 × 10 ³	10 ⁴	10% per month	†	†
CaF ₂ (natural) (25)	MBLE (26)	260	380	16.3	13-15	20 to 50	10 ⁻³ to 5 × 10 ³	10 ⁴ to 10 ⁵	NA	Sensitive †	†
CaF ₂ :Dy (27)	Harshaw (28)	200 240	480 575	16.3	13-15	16	10 ⁻³ to 10 ³	10 ⁴	25% in 4 weeks	Sensitive (27)	80°C, 10 min 600°C, 2 hours (11)
CaF ₂ :Mn (29)	Harshaw (30)	300	500	16.3	13-15	10	10 ⁻³ to 10 ³	10 ³	7% in 24 hours	†	Unnecessary
BeO (31)	BW (32)	180 to 220	330	7.13	1.4	3	10 ⁻² to 50	5 × 10 ³	7% in 2 months	50% in 1 hour	600°C, 15 min
Al ₂ O ₃ (33)	CEC (10)	250	425	10.2	~3.5	5	10 ⁻² to 10 ²	10 ³	5% in 1 month	Sensitive †	†

(1) Response to ⁶⁰Co γ dose, relative to LiF:Mg,Ti.

(2) Lower limit set by minimum detectable dose. Upper limit set by onset of supralinearity.

(3) Level at which all traps are full, or at which appreciable radiation damage occurs.

(4) Cameron *et al.* (1968).

(continua)

- (5) Harshaw Chemical Co., Ohio, USA. Sold as (i) TLD-100, containing Li in natural isotopic abundance (^6Li 7.5%, ^7Li 92.5%), (ii) TLD-600 (^6Li 95.6%, ^7Li 4.38%), (iii) TLD-700 (^6Li 0.07%, ^7Li 99.9%), Patent number: 1059 518 (1967), London Patent Office.
- (6) Peak 5; heating rate 1.0°C s^{-1} . The other glow peak temperatures do not have heating rates quoted and are therefore approximate.
- (7) Townsend *et al.* (1983b). Other emission maxima are approximate.
- (8) Usually followed by a post-irradiation anneal of 100°C for 10 min.
- (9) Portal *et al.* (1971). Patent number 710 3757 (1971), French Patent Office.
- (10) Desmarquet & Carbonisation Entreprise et Ceramique, France. Sold as: (i) PTL-710 (Li in natural isotopic abundance, see (5) above); (ii) PTL-716 (^6Li enriched); (iii) PTL-717 (^7Li enriched)
- (11) Portal (1981).
- (12) Driscoll (1977). Quoted in McKinlay (1981).
- (13) Nakajima *et al.* (1978).
- (14) At room temperature; 5% after 30 days at 50°C .
- (15) Schulman, Kirk & West (1967).
- (16) Sold as TLD-800.
- (17) Takenaga, Yamamoto & Yamashita (1980).
- (18) National Panasonic/Matsushita (see 23), Japan.
- (19) Prokic (1980). X is a co-activator, identity protected by Patent.
- (20) Hashizume *et al.* (1971).
- (21) Dai Nippon Toryo Co., Chigasaki, Japan.
- (22) Yamashita *et al.* (1968, 1971).
- (23) Matsushita, Osaka, Japan.
- (24) Bjarngard (1967).
- (25) Schayes *et al.* (1967).
- (26) Manufacture Belge de Lamps et de Electronique, Belgium (now discontinued).
- (27) Binder & Cameron (1969).
- (28) Sold as TLD-200.
- (29) Ginther (1954); Ginther & Kirk (1957).
- (30) Sold as TLD-400.
- (31) Tothilin *et al.* (1969).
- (32) Thermalox 995; Brush Wellman Inc., Ohio, USA.
- (33) Rieke & Daniels (1957).

[†] No available data, or no specific recommendations given

NA Not appreciable.

Riferimenti bibliografici

- "Panasonic - New TLD, TL Badge System" WELLHOFFER KERNPHYSIK.
- "User's Manual for the Panasonic UD702 Manual TLD Reader" -
WELLHOFFER KERNPHYSIK.
- "Atti del Corso sulla Termoluminescenza Applicata alla Dosimetria" -
G. SCARPA, V. KLAMERT, E. FANTUZZI. -
Università di Roma "La Sapienza" - 15 - 17/ 2/ 1994.
- "Detection and Determination Limits for the Thermoluminescence Dosimetry" -
C. ROSS HIRNING - Health Physics, March 1992 n° 3.
- "Determining the Lower Limit of Detection for Personnel Dosimetry" -
P. L. ROBERSON, R. DOUGLAS CARLSON- Health Physics, January 1992 n°1.
- "Applied Thermoluminescence Dosimetry - TLD Electronics Aspects" -
Ispra Courses 24 - 28 May 1982.
- "A New TLD Phosphor Based on $Li_2B_4O_7$ " -
M. TAKENAGA, O. YAMAMOTO, T. YAMASHITA -
Fifth International Conference on Luminescence Dosimetry,
S. Paulo - Brazil February 1977.