



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA

VINCENZO FEBBRARO

RIVELAZIONE DI GAMMA PER IL MONITORAGGIO DI
SCORIE RADIOATTIVE

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

RELATORI:
CHIAR.MO PROF. VINCENZO BELLINI
DOTT. PAOLO FINOCCHIARO
DOTT. MARCO CAPOGNI

Anno Accademico 2008 – 2009

Indice

Introduzione.....	IV
Capitolo 1 Interazione della radiazione con la materia.....	1
1.1. Interazione dei fotoni con la materia.....	1
1.1.1. L'effetto fotoelettrico.....	1
1.1.2. Diffusione Thomson e Compton.....	3
1.1.3. Produzione di coppie.....	7
1.1.4. Coefficiente di attenuazione.....	9
1.2. Interazione delle particelle cariche con la materia.....	10
1.2.1. Perdita di energia per ionizzazione.....	11
1.2.2. Perdita di energia per irraggiamento.....	14
Capitolo 2 Decadimento radioattivo.....	15
2.1. Stabilità e instabilità nucleare.....	15
2.2. Le leggi del decadimento radioattivo.....	16
2.3. Emissione gamma.....	17
Capitolo 3 Rivelatori.....	20
3.1. Generalità.....	22
3.2. Risoluzione energetica.....	22
3.3. Funzione di risposta.....	25
3.4. Risposta temporale e tempo morto.....	29

3.5.	Efficienza.....	31
3.6.	Rivelatori a scintillazione.....	32
3.6.1.	Scintillatori organici.....	34
3.6.2.	Scintillatori inorganici.....	36
3.7.	Fibra scintillante.....	38
3.7.1.	Meccanismo di produzione della luce	39
3.7.2.	Meccanismo di propagazione del segnale luminoso	42
Capitolo 4 Apparato sperimentale.....		46
	Introduzione.....	46
4.1.	Supporto micrometrico e sorgenti radioattive.....	48
4.2.	Il SiPM.....	49
4.2.1.	Il rumore del SiPM.....	55
4.2.2.	Efficienza di rivelazione del SiPM	57
4.2.3.	Intervallo dinamico di un SiPM.....	60
4.2.4.	Guadagno del SiPM.....	62
4.3.	La fibra scintillante.....	63
4.4.	Elettronica di acquisizione.....	67
Capitolo 5 Simulazioni Montecarlo.....		73
5.1.	Introduzione.....	73
5.2.	I <i>files</i> dete.dat e sample.dat.....	77
5.3.	Definizione dei materiali costituenti i volumi.....	79
5.4.	Definizione dei volumi e loro posizionamento.....	81
5.5.	Definizione delle particelle.....	85

5.6.	Visualizzazione dell'apparato sperimentale	86
5.7.	Il programma SCH2FOR	87
5.8.	Come utilizzare il programma	95
Capitolo 6. Risultati e conclusioni.....		100
6.1.	Risultati delle simulazioni Monte Carlo.....	100
6.2.	Le misure sperimentali.....	118
6.3.	confronto tra dati simulati e sperimentali.....	121
Conclusioni.....		124
Appendice A		127
Appendice B		130
Bibliografia.....		155
Ringraziamenti.....		158

Introduzione

Questa tesi nasce dalla collaborazione scientifica tra l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) e l'Ansaldo Nucleare (ANN), per lo sviluppo di un nuovo dispositivo di monitoraggio di scorie radioattive.

Il lavoro di tesi consiste nello studio di un nuovo rivelatore realizzato mediante una fibra scintillante otticamente accoppiata ad un dispositivo elettronico a stato solido, noto come fotomoltiplicatore al silicio (*Silicon PhotoMultiplier* o SiPM).

Nel **primo capitolo** si descrivono i principi fisici dell'interazione della radiazione con la materia, con particolare riferimento ai fotoni.

Il **secondo capitolo** è dedicato ai processi di decadimento radioattivo.

Nel **terzo capitolo** vengono descritti i principi di funzionamento dei rivelatori e le loro caratteristiche, con particolare riferimento alla fibra scintillante, che rappresenta il rivelatore studiato in questa tesi.

Nel **quarto capitolo** si descrive l'apparato sperimentale, evidenziando il principio di funzionamento e le caratteristiche del SiPM ed il sistema di acquisizione ideato ed utilizzato per l'elaborazione dei segnali elettronici e delle informazioni sperimentali.

Il **quinto capitolo** descrive il programma di simulazione Monte Carlo messo a punto per simulare la risposta della fibra scintillante ai gamma provenienti da una sorgente radioattiva. Si fa riferimento, in particolare, al codice GEANT3.21 in cui è stata implementata una routine “*sch2for*”, quale generatore di eventi di decadimento radioattivo; tale routine è stata fornita

dall'INMRI-ENEA¹ e validata nell'ambito di confronti internazionali, che hanno fatto uso di codici di simulazione, organizzati dal BIPM² e dall'ICRM³.

Nel **sesto capitolo** vengono descritti i risultati ottenuti dalla simulazione, le misure eseguite con il nuovo rivelatore, l'analisi dei dati sperimentali ed il confronto tra tali dati ed i risultati della simulazione.

Tale lavoro di tesi rientra in un piano di ricerca e sviluppo il cui principale obiettivo perseguito è la semplificazione, se non l'eliminazione, della complessità gestionale di siti di deposito di rifiuti radioattivi, causata dall'attuale necessità di movimentare i fusti che contengono tali rifiuti per il controllo periodico di integrità. E' da notare come la drastica riduzione del numero di movimentazioni comporti il beneficio di diminuire la probabilità di incidenti. Questa problematica è particolarmente sentita nel caso in cui i rifiuti siano collocati nel deposito in una configurazione a castello o ad alveare. In tale configurazione i rifiuti a bassa attività schermano quelli a media attività e quelli a media attività schermano quelli ad alta attività. La disponibilità di una classe di sensori a basso costo, opportunamente sviluppati in questa applicazione per i rifiuti a medio-alta attività (rivelatori "*radiation hard*"), renderebbe possibile dotare ogni fusto di uno o più rivelatori con una vita media in condizioni di normale funzionamento di 8-12 anni. Questo sistema consentirebbe il monitoraggio in continua dell'emissione di radiazione gamma associata ad ogni fusto senza la

¹ Istituto Nazionale di Metrologia delle Radiazioni Ionizzanti dell'ENEA

² Bureau International des Poids et Mesures

³ International Committee for Radionuclide Metrology

necessità di movimentazione periodica. Il nuovo sensore potrebbe, con opportune implementazioni, prestarsi a tale scopo.

Capitolo 1

Interazione della radiazione con la materia

Nel descrivere l'interazione della radiazione con la materia si distingue tra processi che interessano fotoni X e γ (radiazione neutra) da processi che interessano radiazione carica (e , p , *etc.*) .

1.1 Interazione dei fotoni con la materia

I fotoni interagiscono con la materia in tre modi diversi: fotoelettrico, Compton e produzione di coppie, ciascuno dei quali descritti da una sezione d'urto σ_{ph} , σ_c e σ_{pp} , rispettivamente.

1.1.1 L'effetto fotoelettrico

È il processo di interazione di un quanto gamma con gli elettroni legati dell'atomo. In questo processo il fotone viene assorbito dall'elettrone al quale viene trasferita tutta la sua energia. L'elettrone viene espulso dall'atomo con un'energia cinetica $T_e = E_\gamma - B_n$, dove E_γ rappresenta l'energia del fotone e B_n rappresenta l'energia di legame dell'elettrone nell'orbitale

atomico n-esimo. L'effetto fotoelettrico è un effetto a soglia ed ovviamente nel caso in cui $B_{L(M..)} < E_\gamma < B_K$, esso coinvolge solo elettroni degli orbitali $L(M, ..)$ e non dell'orbitale K . Ciò produce delle discontinuità nel valore della sezione d'urto [8], $\sigma_{ph}(E_\gamma)$, quale funzione dell'energia del quanto γ (come indicato in Fig. 1.1), in corrispondenza dell'energia di legame dei differenti orbitali.

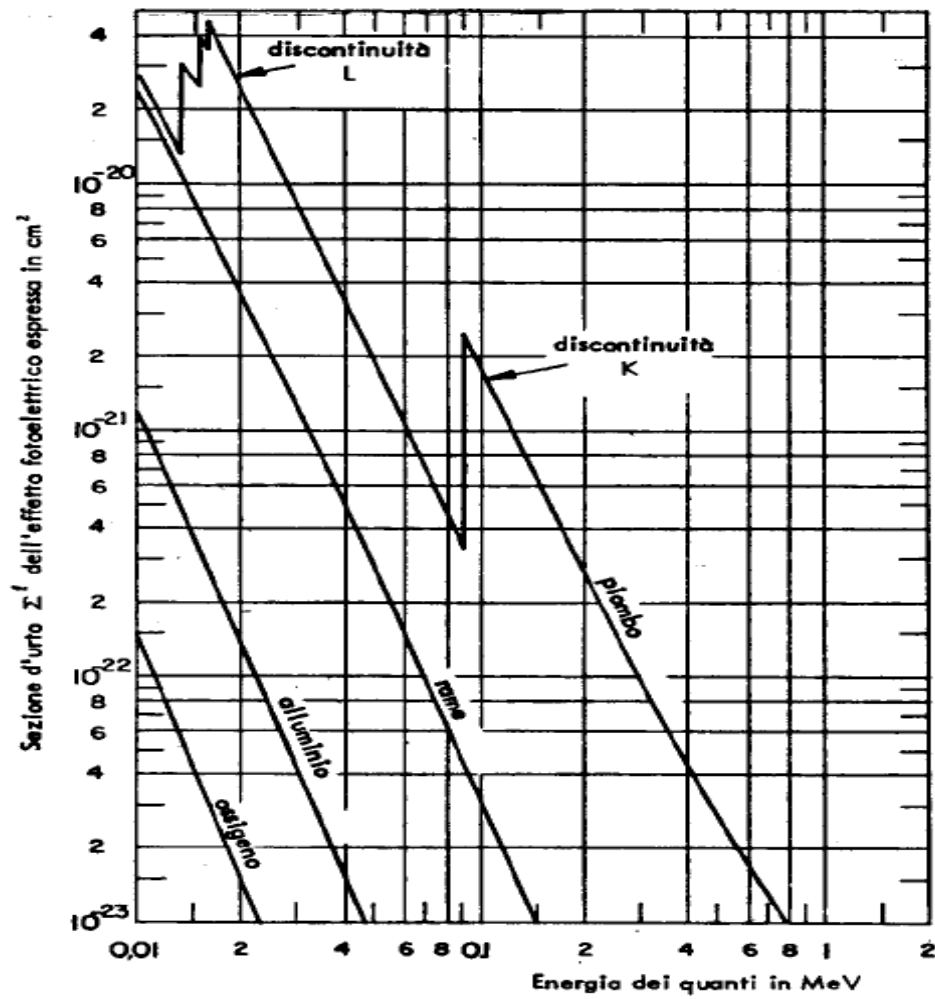


Figura 1.1: sezione d'urto fotoelettrica, $\sigma_{ph}(E_\gamma)$, in vari materiali in funzione dell'energia dei quanti γ .

L'espulsione dell'elettrone dall'orbitale atomico n-esimo comporta la creazione di un vuoto che viene occupato da elettroni che si trovano negli orbitali più esterni con conseguente emissione di raggi X caratteristici dell'atomo bersaglio. La sezione d'urto fotoelettrica dipende fortemente da Z e dall'energia del fotone E_γ . Il processo è tanto più probabile quanto maggiore è Z e quanto minore è E_γ . Si può scrivere $\sigma_{ph} \propto Z^n E^{-m}$, con $n = 4 \div 4.5$ e $m = 3 \div 3.5$.

1.1.2 Diffusione Thomson e Compton

Nell'effetto fotoelettrico è essenziale che l'elettrone sia legato. Tuttavia, anche un elettrone libero nel campo elettromagnetico variabile associato al fotone è posto in oscillazione e irradia come un oscillatore. La radiazione appare sotto forma di raggi gamma diffusi. Si deve a J.J.Thomson una teoria classica di questo effetto: consideriamo un'onda piana sinusoidale che si propaga in direzione z alla velocità della luce c , con il vettore elettrico $\mathbf{E}$ polarizzato lungo x e di intensità

$$I_0 = \frac{\langle E^2 \rangle}{4\pi} c \quad (1.1)$$

Un elettrone, di carica e e massa a riposo m , nel campo di un'onda sinusoidale subisce una forza data da: $e\mathbf{E} = eE_0 \sin(\omega t)$, essendo ω la frequenza dell'onda, ed acquisterà un'accelerazione

$$a = \frac{eE_0}{m} \sin(\omega t) \quad (1.2)$$

Dalla teoria elettromagnetica classica si ha che una carica elettrica e soggetta ad un'accelerazione a irraggia una potenza media W data da:

$$\langle W \rangle = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \langle a^2 \rangle \quad (1.3)$$

Pertanto combinando le due equazioni 1.1 e 1.2 e sapendo che

$$\langle \sin^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2}$$

si ha che la potenza media irraggiata risulta:

$$\langle W \rangle = \frac{2}{3} \frac{e^4 E_0^2}{2 m^2 c^3} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 I_0 \quad (1.4)$$

questa potenza è sottratta al fascio primario e la sezione d'urto del processo descritto ovvero la sezione d'urto Thomson σ_T è data da:

$$\sigma_T = \frac{\langle W \rangle}{I_0} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 0.665 * 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (1.5)$$

dove $r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2.82 * 10^{-13} \text{ cm}$ è definito raggio classico

dell'elettrone. In questa approssimazione la sezione d'urto non dipende dall'energia del fotone incidente. La sezione d'urto differenziale, che fornisce la distribuzione angolare dei fotoni diffusi, risulta essere:

$$\frac{d\sigma_T(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \vartheta), \text{ dove } \vartheta \text{ è l'angolo di diffusione formato tra}$$

la direzione del fotone incidente e la direzione del fotone diffuso.

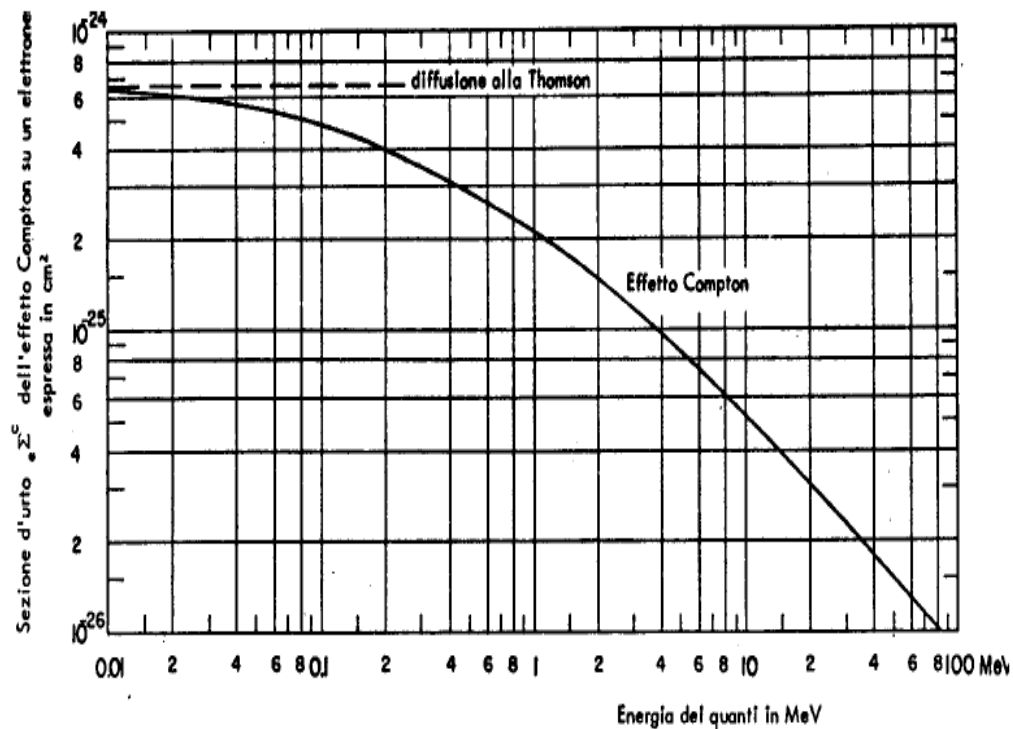


Figura 1.2: sezione d'urto Compton e limite Thomson in funzione dell'energia del γ incidente.

Una trattazione più completa fornisce una sezione d'urto che dipende dall'energia e tende alla sezione d'urto Thomson quando l'energia del fotone è piccola rispetto alla massa a riposo del centro diffusore (vedi figura 1.2).

La teoria sviluppata da Thomson per descrivere la diffusione di un fotone da un elettrone libero è valida nell'approssimazione che l'energia del fotone è piccola rispetto alla massa a riposo del centro diffusore. Una teoria più completa è stata sviluppata da Klein-Nishina nell'ambito della QED (elettrodinamica Quantistica), sulla base della quale la distribuzione angolare dei fotoni diffusi è data dalla seguente espressione [8]:

$$\frac{d\sigma_T(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \vartheta) \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)} \right\}^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \vartheta)^2}{(1 + \cos^2 \vartheta)(1 + \alpha(1 - \cos \vartheta))} \right\} \quad (1.6)$$

dove : $\alpha = \frac{E_\gamma}{mc^2}$. In Fig. 1.2 è evidenziata la sezione d'urto Compton

ed il limite Thomson per $E_\gamma \ll mc^2$ in funzione dell'energia E_γ della radiazione incidente; in Fig. 1.3 è mostrato l'andamento angolare della sezione d'urto Compton per diversi valore di α .

La dipendenza della sezione d'urto Compton da Z e da E_γ è del tipo:

$$\sigma_c \propto Z \cdot E_\gamma^{-1}$$

Quanto all'energia del fotone diffuso, questa dipende dall'angolo di diffusione e si calcola considerando che l'urto tra fotone ed elettrone sia completamente elastico.

Il calcolo dell'energia del fotone diffuso si esegue utilizzando il formalismo dei quadri-vettori nella diffusione elastica di fotoni da parte di elettroni liberi (si trascura cioè l'energia di legame elettrone-atomo), si ha [8] :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad (1.7)$$

che rappresenta l'energia del fotone diffuso in funzione dell'angolo di scattering ϑ (vedi appendice A per i calcoli cinematici).

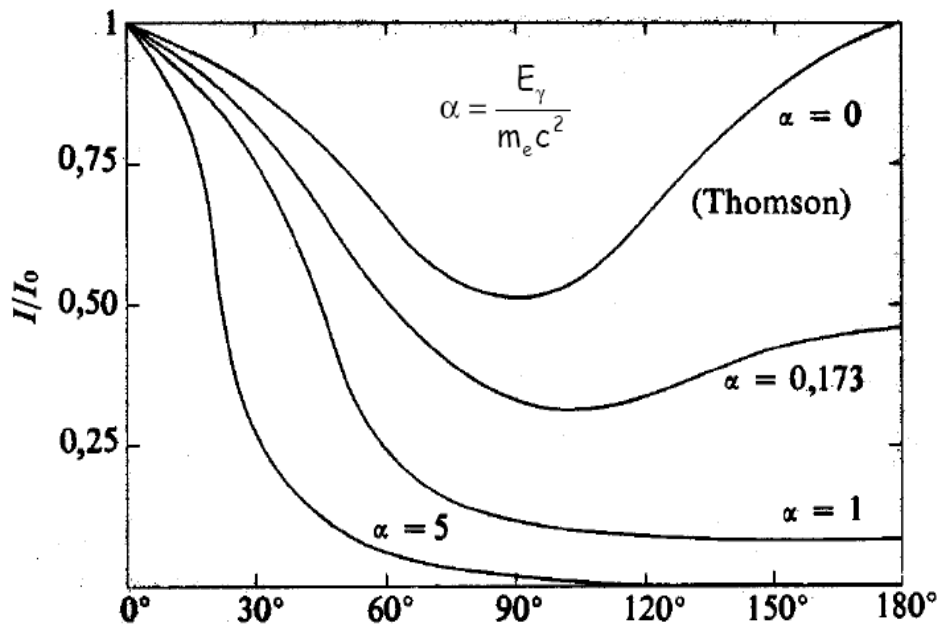


Figura 1.3: sezione d'urto Compton in funzione dell'energia del fotone incidente e dell'angolo di diffusione.

La probabilità di emissione ad un certo angolo ϑ rispetto alla direzione del

fotone incidente è illustrata in figura 1.3, dove: $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$

1.1.3 Produzione di coppie

Per fotoni relativamente di alta energia esiste un'altra forma di interazione con la materia: il processo di creazione di coppie. In questo processo il fotone si annichila in una coppia elettrone-positrone (e^-e^+); tale fenomeno è un processo a soglia, in quanto l'energia del fotone deve essere almeno pari alla somma delle masse delle particelle create: $E_\gamma \geq 2mc^2 = 1.022 \text{ MeV}$.

Il processo di produzione di coppie, per la conservazione del 4-momento, non può avvenire nel vuoto ma richiede la presenza di materia (vedi appendice A).

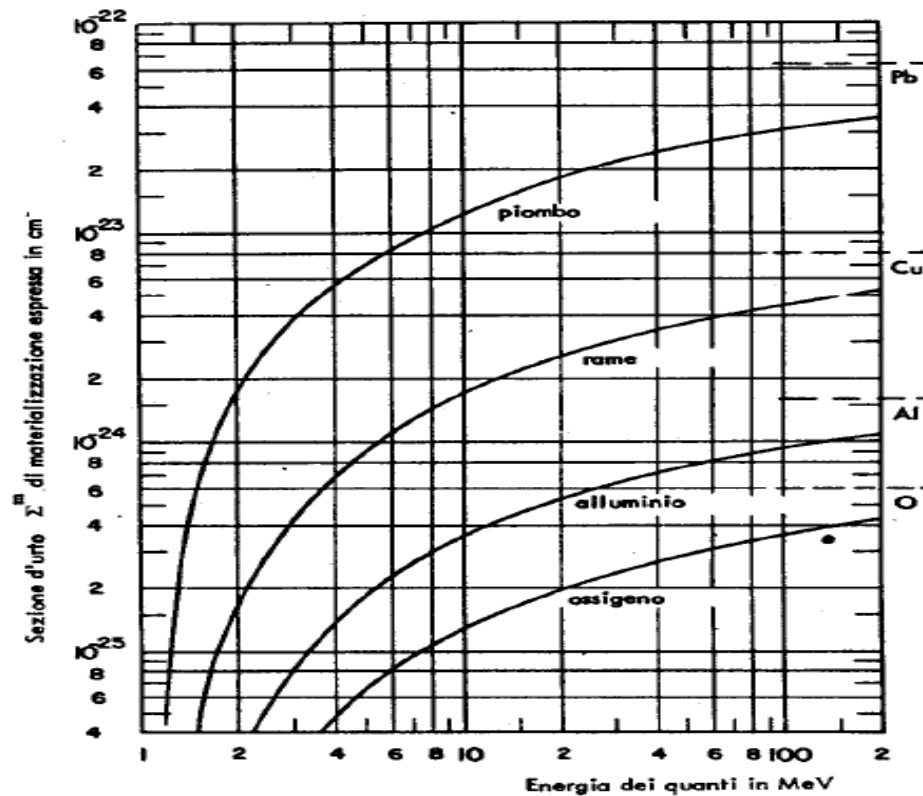


Figura 1.4: sezione d'urto di produzione di coppie per vari materiali in funzione dell'energia della radiazione γ incidente.

L'espressione della sezione d'urto di produzione di coppie è abbastanza complicata: qui diremo soltanto che essa ha un andamento del tipo:

$$\sigma_{pp} \propto Z^2 * \ln(E_\gamma + \text{costante})$$

La figura 1.4 ne illustra l'andamento in funzione dell'energia dei fotoni e del numero atomico del materiale.

1.1.4 Coefficiente di attenuazione

Oltre alla sezione d'urto microscopica σ_{ph} , σ_c e σ_{pp} , per scopi pratici si definisce una sezione d'urto macroscopica (coefficiente di attenuazione) μ_{ph} , μ_C , μ_{pp} .

σ e μ sono legati, per ognuno dei tre processi, dalla relazione: $\mu = N\sigma$, dove N rappresenta il numero di bersagli (atomi) per unità di volume. La sezione d'urto σ rappresenta un'area e si misura in cm^2 oppure in barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Il coefficiente di attenuazione μ rappresenta la probabilità di interazione per unità di percorso, ha come dimensioni l'inverso di una lunghezza e si misura in cm^{-1} . Naturalmente la sezione d'urto totale è data dalla somma delle tre sezioni d'urto: $\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pp}$ ed il coefficiente di attenuazione totale risulta essere: $\mu = \mu_{ph} + \mu_C + \mu_{pp}$. Quando un fascio di fotoni penetra in un mezzo, a causa delle interazioni con il mezzo stesso l'intensità del fascio decresce esponenzialmente [5]. Sia infatti dI il numero di fotoni che interagiscono nel tratto di materiale dx e che quindi vengono sottratti al fascio originario. Ovviamente: $dI = -I\mu dx$, da cui integrando:

$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$, dove $I(x)$ rappresenta il numero di fotoni ancora presenti alla profondità x , essendo I_0 il numero di fotoni iniziale.

l'effetto fotoelettrico domina a basse energie, dell'ordine del KeV [1], l'effetto Compton per energie comprese tra alcune centinaia di KeV e qualche MeV, mentre la produzione di coppie è il processo più importante ad alte energie.

1.2 Interazione delle particelle cariche con la materia

Consideriamo una particella di carica ze che attraversa un materiale di numero atomico Z , quale ad esempio un protone che attraversa una lastra di alluminio. Lungo la sua traiettoria il protone incontra atomi di alluminio, quindi nuclei circondati dalla loro nube elettronica. Il protone interagisce elettricamente sia con gli elettroni che con il nucleo. Naturalmente il bersaglio nucleare offre una sezione estremamente piccola rispetto al bersaglio atomico; poiché le sezioni geometriche S vanno come il quadrato dei raggi si ha $S_{atomo} = 10^{10} S_{nucl}$ [8], da cui si deduce che l'interazione con gli elettroni è molto più probabile. Il sistema formato dalla particella incidente e dall'atomo bersaglio si può considerare un sistema isolato e quindi nell'urto si conserva la quantità di moto totale. Poiché gli elettroni sono molto più leggeri dei nuclei, accade che le particelle incidenti trasferiscono energia negli urti elettronici, senza apprezzabilmente deviare dalla loro traiettoria. Viceversa, negli urti con i nuclei le particelle, oltre a perdere energia, subiscono deviazioni rispetto alla direzione incidente. Talvolta gli elettroni atomici ricevono una quantità di energia tale da essere strappati dall'atomo, che resta pertanto ionizzato; talvolta l'atomo viene semplicemente eccitato ma non ionizzato. In ogni caso per tali processi parte dell'energia della particella incidente viene rilasciata nel materiale attraversato, con conseguente rallentamento della particella stessa. Nel caso in cui la particella incidente sia un elettrone, avendo essa una massa

confrontabile con quella dei bersagli rappresentati dagli elettroni atomici, accade che l'elettrone incidente possa subire deflessioni rilevanti rispetto alla direzione di volo. Durante l'urto inoltre un elettrone incidente decelera maggiormente; infatti, a parità di forza di interazione (e^2/r), essendo molto più leggero dei protoni, subisce un'accelerazione (inversamente proporzionale alla massa) estremamente più intensa. Dall'elettromagnetismo classico si sa che una carica elettrica accelerata irraggia energia elettromagnetica secondo l'equazione 1.3 proporzionale al quadrato della sua accelerazione. Quindi gli elettroni, nelle interazioni con la materia, perdono energia anche per irraggiamento; il termine usato "*bremsstrahlung*", di origine tedesca, vuol dire appunto radiazione di frenamento.

Nel considerare l'interazione di particelle cariche con la materia esamineremo entrambi i processi di ionizzazione ed eccitazione degli atomi e di irraggiamento (*bremsstrahlung*). Entrambi i casi si riferiscono a processi di interazione atomica: i processi nucleari (che pure avvengono) sono a sezione d'urto molto minore e si possono pertanto trascurare a tale livello di trattazione.

1.2.1 Perdita di energia per ionizzazione

Consideriamo una particella non relativistica di massa M , carica z ed energia cinetica E che si muove in un materiale di numero atomico Z e di densità $N_{\text{atomi}}/\text{cm}^3$; essa interagisce con gli elettroni del mezzo tramite forze

coulombiane e la forza che si esercita tra la particella ed un elettrone vale ze^2/r , dove r è la distanza che li separa. La traiettoria della particella pesante non è modificata in misura apprezzabile dall'elettrone, che è molto più leggero, e si può pensare che l'urto abbia una durata talmente breve che l'elettrone vi acquisti un impulso senza cambiare posizione.

Se ci limitiamo al caso non relativistico ($\gamma \approx 1$), l'energia persa per ionizzazione per unità di percorso da una particella di massa M , carica Z ed energia cinetica E in un materiale di numero atomico Z e densità N_{atom}/cm^3 è quindi data dalla seguente espressione:

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_{ion} = \frac{2\pi e^4}{m} \frac{Mz^2}{E} NZ \ln \left(\frac{2mE}{MI} \right) \quad (1.8)$$

dove m è la massa dell'elettrone e I è il potenziale medio di eccitazione e ionizzazione del materiale .

Nel caso di particelle relativistiche si deve a Bethe e Block [8] l'espressione più corretta per la perdita di energia nel mezzo da una particella carica:

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_{ion} = \frac{2\pi e^4}{m} \frac{Mz^2}{E} NZ \ln \left(\frac{mv^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} - 2\beta^2 \right) \quad (1.9)$$

dove al solito v è la velocità della particella ed E_{max} rappresenta la massima energia trasferibile in una singola collisione.

L'andamento, della perdita di energia per ionizzazione, in funzione dell'energia della particella incidente è illustrato in figura 1.5, dove in ascissa è riportato il valore dell'energia cinetica T diviso per la massa a riposo Mc^2 della particella incidente. La prima parte della curva, che si estende fino a $E \approx Mc^2$, riflette l'andamento $1/E$ (ossia: $1/v^2$). Ad energie

elevate ($\beta \approx 1$) il termine logaritmico comincia ad essere dominante. Si ha che una peculiarità delle particelle cariche pesanti è quella di presentare una curva di ionizzazione specifica piccata verso la fine del loro percorso, dove la loro energia cinetica tende a zero e il valore di dE/dx aumenta enormemente (vedi Figura 1.6).

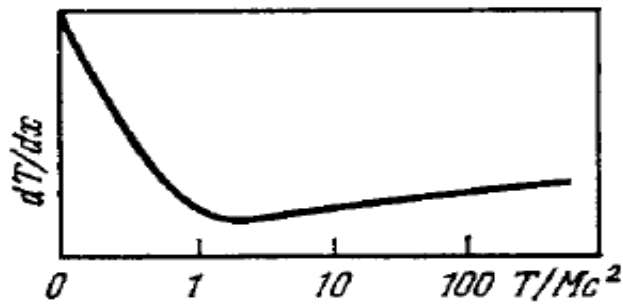


Figura 1.5: Perdita di energia per ionizzazione dE/dx .

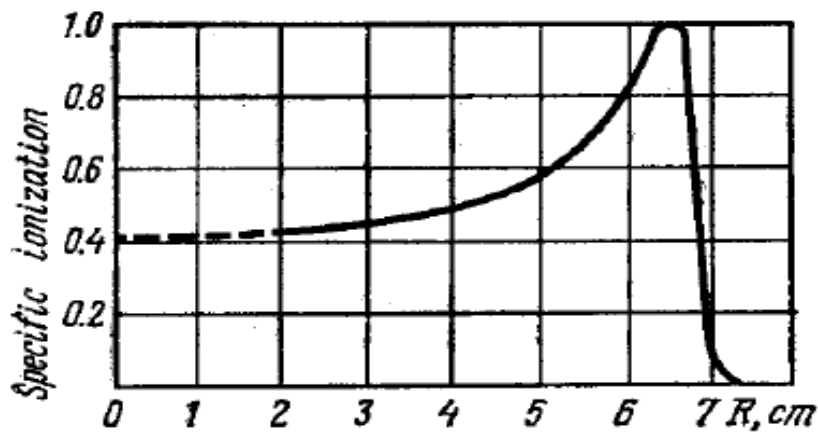


Figura 1.6: curva di ionizzazione specifica di particelle cariche pesanti.

Il picco evidenziato in Figura 1.6 e corrispondente alla fine del percorso della particella nel mezzo è chiamato “picco di Bragg”. La proprietà esibita mediante il picco di Bragg da particelle cariche pesanti viene utilizzata nella

terapia oncologica in cui fasci adronici (cioè di particelle pesanti) vengono impiegati per bombardare tumori in determinati organi. La divergenza mostrata dall'Equazione 1.8 ad energia E nulla è solo matematica; tale formula infatti cessa di essere vera a bassissima energia, dove la curva tende a zero con andamento proporzionale alla velocità, ovvero alla $\sqrt{E}$.

1.2.2 Perdita di energia per irraggiamento (*Bremsstrahlung*)

Essendo $a = F/m$ (con F forza di Coulomb non dipendente dalla massa della particella) si vede che la potenza irradiata, W dell'equazione 1.3, è inversamente proporzionale al quadrato della massa; pertanto un elettrone perde energia per irraggiamento di un fattore 10^6 maggiore di un protone. Tale argomentazione spiega per quale motivo tale processo si può considerare trascurabile nel caso di particelle pesanti (almeno fino ad energie cinetiche dell'ordine del migliaio di MeV).

La formula che descrive la perdita di energia per irraggiamento è la seguente:

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_{rad} = N \frac{Z(Z+1)}{137} \frac{e^4}{m^2} E \left(4 \ln \left(\frac{2E}{m} \right) - \frac{4}{3} \right) \quad (1.10)$$

dove N è il numero di atomi per unità di volume e $E = T + m$ rappresenta l'energia totale dell'elettrone.

Capitolo 2

Decadimento radioattivo

2.1 Stabilità e instabilità nucleare

Se analizziamo attentamente la carta dei nuclidi figura 2.1 [3], vediamo che in essa sono rappresentati, oltre ai nuclei stabili, anche vari nuclei instabili. Con il termine instabile si intende definire un nucleo che spontaneamente subisce una trasformazione per raggiungere uno stato stabile (o più stabile). Così nuclei che nel piano (N,Z) hanno un eccesso di protoni rispetto a quanto previsto dalla curva di stabilità, tenderanno a “trasformare” un protone in un neutrone, e viceversa tenderanno a fare i nuclei con un eccesso di neutroni. Le trasformazioni spontanee più comuni sono:

- decadimento α :il nucleo emette una particella α , cioè un nucleo di ${}^4\text{He}$. L'Elio è infatti molto stabile.

- decadimento β^- $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$

- decadimento β^+ $p \rightarrow n + e^+ + \nu$

- cattura elettronica ϵ $p + e^- \rightarrow n + \nu$

Le reazioni indicate sopra riguardano trasformazioni di singoli protoni e neutroni all'interno del nucleo; l'elettrone negativo o positivo (positrone) emesso si chiama particella beta, che a parte l'origine nucleare, è del tutto identica all'elettrone degli orbitali atomici. Nella cattura elettronica, un

elettrone atomico (generalmente dell'orbitale K , più interno), viene catturato da un protone nucleare; in tal caso il protone si trasforma in un neutrone con emissione di un neutrino ν .

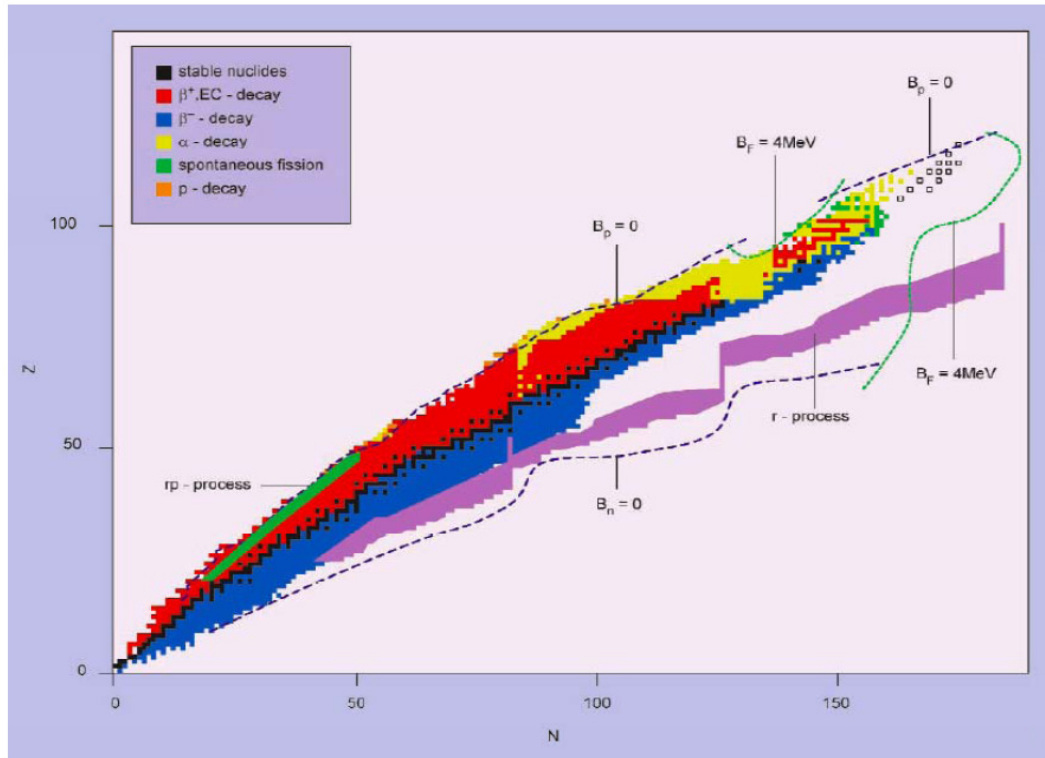


Figura 2.1: Carta dei nuclidi (o carta di Segrè). In ascissa il numero di neutroni, in ordinata il numero di protoni (numero atomico). Ogni quadratino rappresenta un particolare nuclide e vengono riportati i nuclei esistenti in natura o che siano stati prodotti artificialmente. I diversi colori indicano la stabilità o meno del nucleo, indicando anche nel secondo caso il tipo di processo con cui il sistema decade.

2.2 Le leggi del decadimento radioattivo

La radioattività rappresenta un cambiamento dell'atomo individuale. Si tratta di un processo puramente statistico, nel senso che è impossibile prevedere in quale istante un certo nucleo si trasformerà, ma è possibile

prevedere quanti nuclei saranno decaduti in media dopo un certo intervallo di tempo. Sia $N_p(t)$ il numero di atomi radioattivi presente nel campione al tempo t . Se i decadimenti sono indipendenti (nel senso che il decadimento di un atomo non influenza i decadimenti degli altri atomi della sorgente), il numero di atomi che decadranno in un intervallo di tempo dt è proporzionale a $N_p(t)$ e dato da:

$$dN_p = -\lambda N_p(t)dt \quad (2.1)$$

dove λ , caratteristica di ogni nuclide radioattivo, è detta costante di decadimento ed il segno negativo sta a indicare che $N_p(t)$ decresce con il tempo. La precedente espressione integrata nel tempo fornisce: $N_p(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ [8]. Si definisce attività di un campione il numero di decadimenti subiti

nell'unità di tempo. Essa risulta quindi: $A(t) = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right|$, dove il valore assoluto è necessario perché l'attività sia definita positiva. Risulta pertanto:

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N_p(t) \quad (2.2)$$

cioè l'attività è proporzionale al numero di nuclei radioattivi presenti nel campione ed il coefficiente di proporzionalità è dato dalla probabilità di decadimento per unità di tempo λ .

2.3 Emissione gamma

La radiazione γ è l'emissione spontanea di quanti da parte del nucleo. Emettendo fotoni il nucleo passa da uno stato eccitato ed uno stato meno

eccitato. Vi possono essere transizioni radiative singole, quando il nucleo emette un solo quanto γ e transisce allo stato fondamentale, oppure transizioni in cascata quando l'energia di eccitazione è rimossa tramite l'emissione in cascata di due o più fotoni.

Vi sono diverse ragioni per le quali un nucleo può trovarsi in uno stato eccitato. Per esempio, spesso a seguito di un decadimento α o β il nucleo figlio non viene creato nello stato fondamentale, ma in uno stato eccitato; in tal caso esso transisce allo stato fondamentale tramite l'emissione di uno o più quanti γ . Per questo motivo non esistono puri emettitori α ed esistono solo pochissimi emettitori β puri. Un nucleo eccitato emette fotoni quando l'energia di eccitazione non è sufficiente a separare un nucleone dal nucleo (circa $7\div 8$ MeV); quindi l'unico modo che esso ha per “liberarsi” dell'eccesso di energia è appunto l'emissione di quanti gamma. Se invece l'energia di eccitazione è superiore all'energia di separazione di un nucleone, solo in rari casi il nucleo si diseccita per via elettromagnetica, e questo avviene quando l'emissione di un nucleone è vietata da regole di conservazione della parità o del momento angolare.

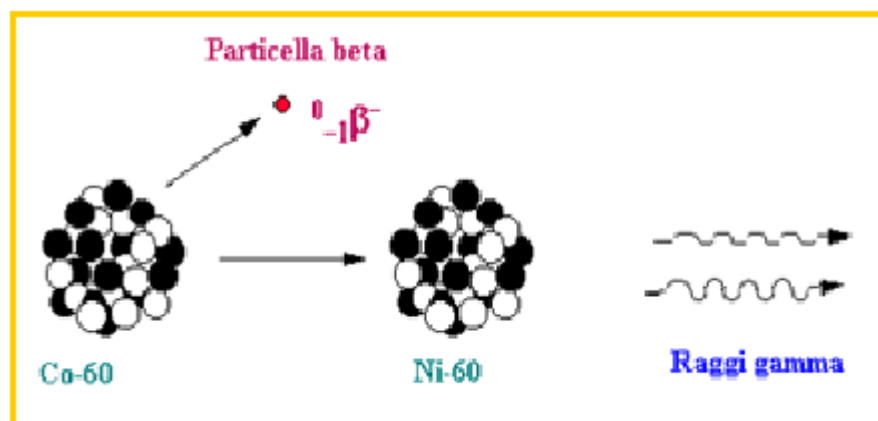


Figura 2.2: decadimento beta con successivo decadimento gamma del nucleo eccitato.

Le regole di selezione possono rallentare le transizioni elettromagnetiche ad un punto tale che lo stato eccitato viene ad avere una vita media molto lunga (dove “molto lunga” significa da una frazione di secondo a molti anni). In questo caso lo stato eccitato è detto metastabile o stato isomerico. Un esempio di isomerismo nucleare è fornito dal nucleo ^{60}Co , come illustrato in figura 2.3.

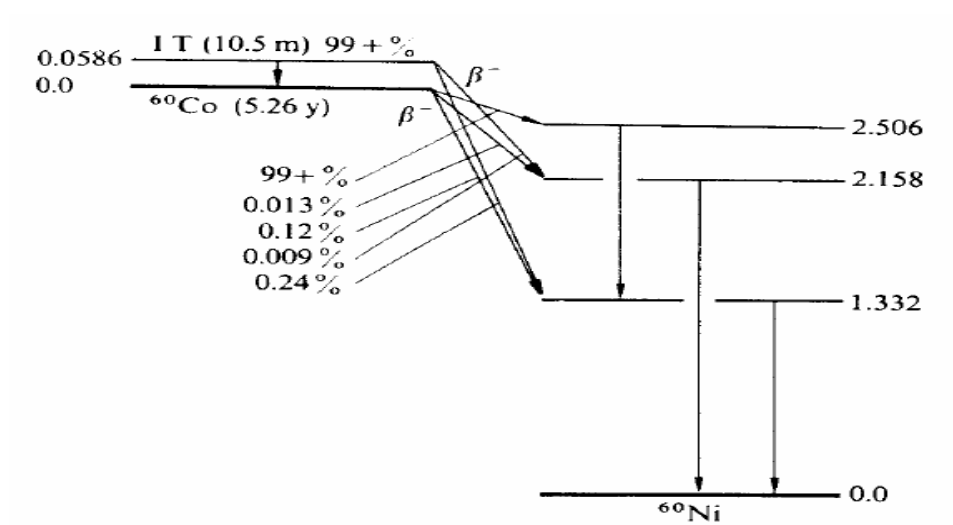


Figura 2.3: il diagramma a livelli del ^{60}Co

Capitolo 3

Rivelatori

3.1 Generalità

Il principio di funzionamento di tutti i rivelatori di particelle si basa sul trasferimento di tutta o di una parte dell'energia della radiazione da rivelare alla massa del rivelatore, dove viene convertita in qualche altra forma più accessibile alle percezioni umane: la forma in cui l'energia viene convertita dipende dal tipo di rivelatore. Così nelle emulsioni fotografiche la ionizzazione delle particelle interagenti produce reazioni chimiche che permettono la formazione di immagini, mentre nei rivelatori a gas produce ioni che danno origine ad un segnale elettrico, negli scintillatori induce transizioni energetiche molecolari che risultano nell'emissione di luce. La proprietà di un rivelatore di produrre in uscita un segnale utilizzabile per una data radiazione e per un dato intervallo di energia si definisce "Sensibilità". Allo stato attuale non esistono rivelatori in grado di essere sensibili a tutte le radiazioni ed a tutte le energie. In generale quindi si può dire che la Sensibilità di un rivelatore, per una determinata radiazione e per un determinato intervallo di energie, dipende dalla sezione d'urto di ionizzazione della radiazione nella massa sensibile del rivelatore, dalla massa totale attiva, dal materiale inattivo che circonda il materiale attivo del rivelatore.

Tutti i rivelatori moderni forniscono essenzialmente un segnale in uscita di tipo elettrico, cioè l'informazione dal rivelatore è trasferita in impulsi elettrici che poi sono processati da opportuni circuiti elettronici. Oltre a rivelare la “presenza” di una radiazione (sistemi di conteggio della radiazione incidente), la maggior parte dei rivelatori è anche in grado di fornire informazioni sull'energia della radiazione. Solitamente, infatti, la ionizzazione prodotta dalla radiazione in un rivelatore è proporzionale all'energia che essa deposita nel volume sensibile. Se il rivelatore è sufficientemente grande da assorbire completamente la radiazione, allora questa ionizzazione fornisce una misura dell'energia della radiazione. In genere il segnale di uscita da un rivelatore è nella forma di un impulso di corrente, $i(t)$, e la ionizzazione totale è legata alla carica elettrica, q_{tot} , contenuta nell'impulso, cioè all'integrale rispetto al tempo:

$$q_{tot} = \int_{impulso} i(t) dt \quad (3.1)$$

La relazione esistente tra l'energia della radiazione e l'integrale del segnale di uscita dal rivelatore dà la “Risposta” di quest'ultimo. Solitamente l'energia della radiazione risulta direttamente proporzionale all'ampiezza del segnale di uscita e generalmente si scelgono rivelatori per i quali la risposta sia lineare, sebbene comunque funzione del tipo di particelle rivelate.

I rivelatori di radiazione possono inoltre essere suddivisi in diverse categorie a seconda degli scopi per i quali vengono impiegati. I “rivelatori integrali” servono per la misura delle proprietà globali del campo di radiazione in una zona dello spazio.

I “contatori” permettono di contare il numero di corpuscoli della radiazione, senza fornire informazioni sulla loro energia e spesso anche sul tipo di radiazione. I “contatori differenziali” o “spettrometri” non soltanto permettono di contare il numero di corpuscoli della radiazione, ma sono in grado di misurare (con precisione più o meno grande) l’energia che essi lasciano nel materiale sensibile del rivelatore e di distinguere il tipo di radiazione. Alcuni rivelatori possono essere impiegati come “rivelatori integrali” e “contatori differenziali”, altri rivelatori sono al tempo stesso “contatori” e “contatori differenziali”. Le emulsioni fotografiche e le camere a ionizzazione sono gli esempi più importanti di rivelatori integrali. Il più noto dei contatori semplici è il contatore Geiger. Appartengono alla categoria dei contatori differenziali i contatori proporzionali, gli scintillatori, i rivelatori a stato solido e tutto l’insieme di spettrometri magnetici.

Si analizzano nel seguito le principali caratteristiche che contraddistinguono un rivelatore.

3.2 Risoluzione in energia

Rappresenta la capacità del rivelatore di distinguere tra valori di energia prossimi tra loro. Poiché l’interazione della radiazione con la materia a livello microscopico coinvolge processi di tipo stocastico, è inevitabile una fluttuazione nel numero e nel tipo di eccitazioni e di ionizzazioni nel mezzo: pertanto la risposta del rivelatore ad una radiazione monocromatica,

piuttosto che una delta di Dirac, come teoricamente dovrebbe essere, assume nella realtà una forma gaussiana. La risoluzione viene espressa dalla larghezza, $\Gamma = \Delta E$, a metà altezza (*Full Width Half Maximum* o FWHM) del picco [8].

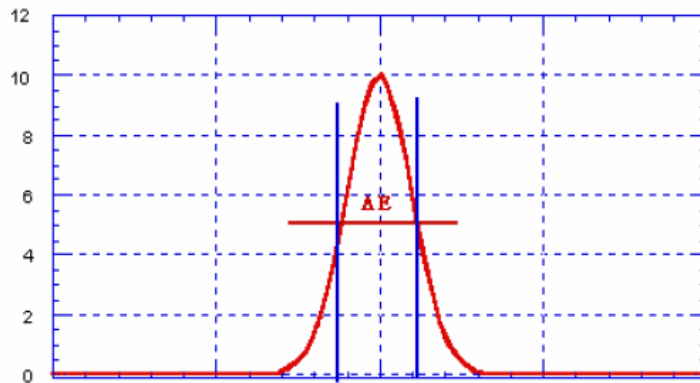


Figura 3.1: significato della grandezza FWHM.

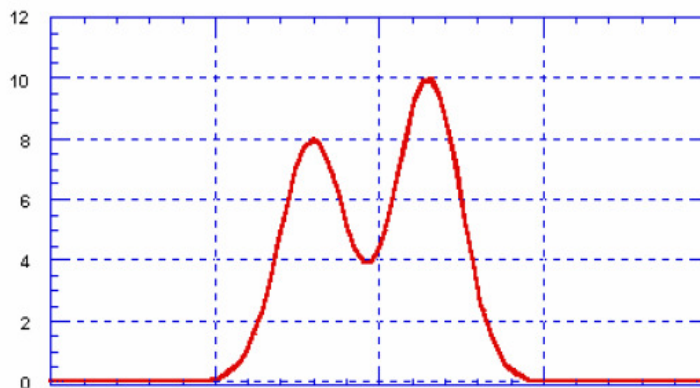


Figura 3.2: la separazione di due picchi dipende dalla risoluzione.

Se due valori di energie rilasciate nel rivelatore sono troppo vicine rispetto alla risoluzione di questo, esso non è in grado di separarle. In genere si quota la risoluzione relativa, R , rispetto ad una determinata energia E come:

$$R = \frac{\Gamma}{E} = \frac{\Delta E}{E}, \text{ espressa solitamente in percento. La risoluzione relativa}$$

generalmente è una funzione dell'energia della radiazione e migliora con

l'aumentare di tale energia. Infatti, l'energia media di ionizzazione w è una quantità definita che dipende solo dal materiale; pertanto una radiazione di energia E ci si aspetta che in media vengano prodotte $N = E/w$ ionizzazioni. Tale numero è soggetto a fluttuazioni statistiche, σ_N , di tipo poissoniano per cui $\sigma_N = \sqrt{N}$, che per il teorema del limite centrale per elevati valori di N tendono a distribuirsi secondo una gaussiana. Sapendo che, per una gaussiana con valore di attesa $\mu=0$, l'ordinata $x=\Gamma/2$ cui corrisponde un dimezzamento dell'altezza, A , della gaussiana stessa è ottenuta dalla relazione:

$$A \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) = \frac{A}{2} \quad (3.2)$$

da cui: $x = \Gamma/2 = \sigma \sqrt{2 \ln 2}$ ovvero $\Gamma = FWHM = 2\sigma \sqrt{\ln 2} = 2,35\sigma$, si ha che la risoluzione in energia del rivelatore, relativamente agli eventi prodotti da una particella ionizzante di energia E , può essere espressa come:

$$R = 2.35 \frac{\sigma_N}{N} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}} \quad (3.3)$$

La trattazione precedente si può considerare sicuramente valida per rivelatori sottili, per i quali la deposizione di energia al suo interno è solo una piccola frazione dell'energia totale e quindi si può assumere che le fluttuazioni degli eventi rivelati seguano la statistica di Poisson. Questa trattazione diventa inadeguata ed approssimata nel caso di assorbimento completo della radiazione. Le misure sperimentali della risoluzione hanno mostrato che questa risulta più piccola del predetto valore nel caso in cui la particella all'interno del rivelatore perda tutta la propria energia. In questo

caso, dunque, l'energia depositata costituisce un valore fissato e la ionizzazione dipenderà direttamente da tale valore. Statisticamente, ciò si traduce nel fatto che i vari processi di ionizzazione non sono del tutto indipendenti e pertanto la statistica di Poisson non risulta più applicabile. A tale proposito è stato introdotto il fattore di Fano F , che è un fattore intrinseco, funzione di tutti i processi fondamentali che possono avvenire nel rivelatore quando c'è un trasferimento di energia. In questo caso la risoluzione è data da: $R = 2.35 F \sqrt{\frac{w}{E}}$. Il valore di F è una funzione del tipo di radiazione e di rivelatore. Il fattore di Fano è minore di uno e per il Silicio e il Germanio vale approssimativamente 0.12.

3.3 Funzione di risposta

Per la misura degli spettri di energia un fattore importante da conoscere è la funzione di risposta del rivelatore al tipo di radiazione. Tale funzione rappresenta lo spettro di ampiezza di impulso prodotto dal rivelatore quando le particelle incidenti sono monocromatiche. Fino ad ora abbiamo considerato gaussiana la risposta, ma questo è vero solo in pochi casi, tipicamente se la radiazione è costituita da particelle cariche pesanti. Se per esempio consideriamo elettroni, questi in alcuni casi potranno subire deflessioni a grossi angoli ed uscire dal rivelatore senza avervi depositato tutta la propria energia (vedi figura 3.4). La funzione di risposta non sarà

più gaussiana, ma presenterà una “coda” (figura 3.3) nella zona dello spettro a bassa energia, originata dagli eventi di tipo B di figura 3.4. Lo stesso effetto è prodotto nel caso che l’elettrone perda energia per irraggiamento ed il fotone di bremsstrahlung generato sfugga al rivelatore, come descritto dall’evento C in figura 3.4.

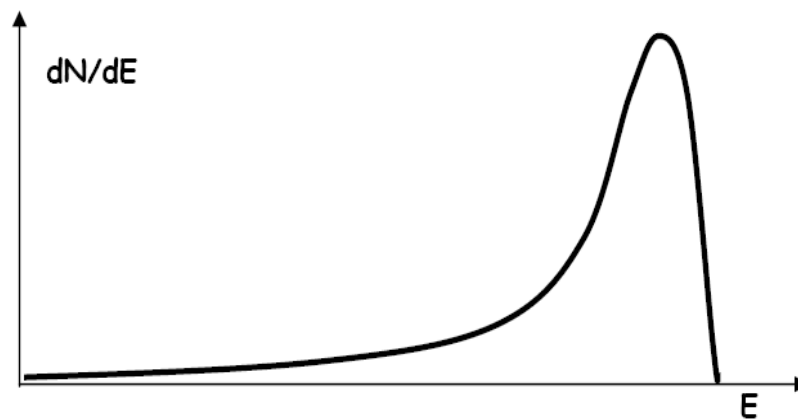


Figura 3.3: “coda” della funzione di risposta ad elettroni.

Se le particelle incidenti sono fotoni, la funzione di risposta è ancora più complicata. Risulta chiaro che il rivelatore “vede” il fotone attraverso gli elettroni da esso generato per interazione fotoelettrica, Compton o produzione di coppie questi elettroni sono infatti responsabili della ionizzazione e quindi della risposta del rivelatore. Nel caso di interazione fotoelettrica l’elettrone acquista un’energia cinetica pari all’energia del fotone (trascurando l’energia di legame) ed in questo caso la funzione di risposta è una gaussiana centrata sull’energia dei fotoni incidenti e di larghezza dipendente dalla risoluzione del rivelatore (tipico picco fotoelettrico nello spettro di energia depositata in un rivelatore sensibile a

radiazione γ). Nel caso di effetto Compton, se il fotone diffuso sfugge al rivelatore, si avrà solo la registrazione dell'elettrone da parte di esso e la funzione di risposta sarà uno spettro continuo direttamente correlato alla sezione d'urto di Klein-Nishina (figura 3.5).

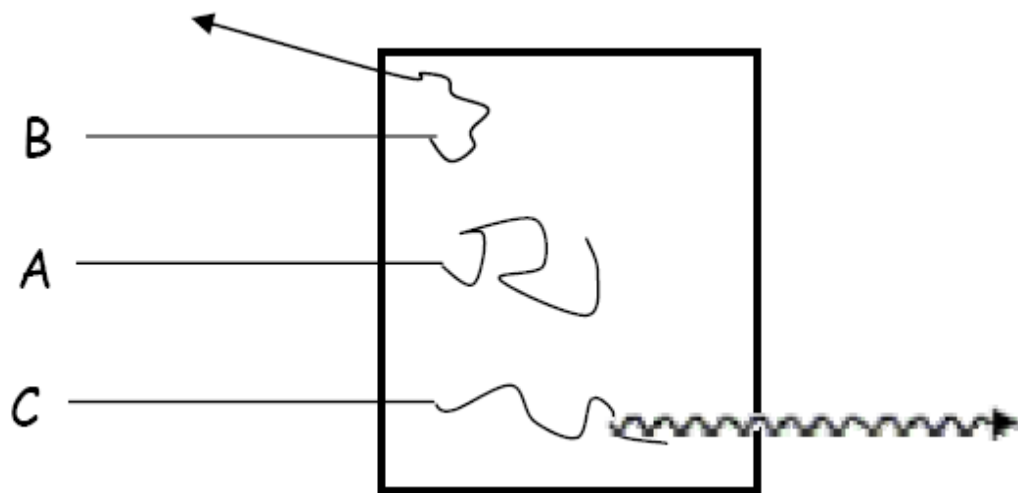


Figura 3.4: diversi meccanismi di rilascio di energia per elettroni.

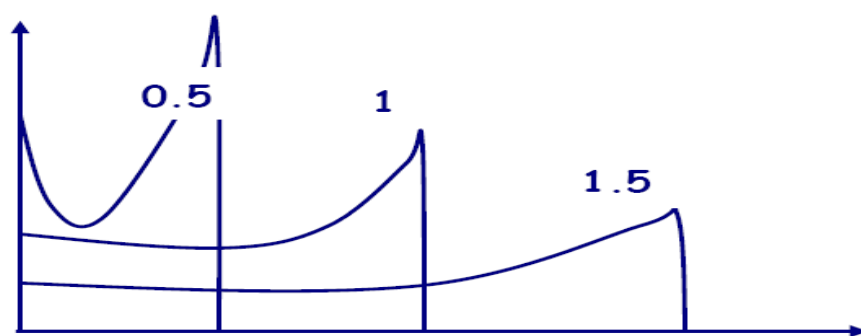


Figura 3.5: andamento della sezione d'urto di Klein-Nishina.

Per energie elevate del fotone incidente sul rivelatore, per le quali è possibile anche la produzione di coppie, lo spettro si complica e nella parte continua dovuta all'effetto Compton si presentano due picchi ad energia $E_\gamma - m_e c^2$ e $E_\gamma - 2m_e c^2$, definiti “picchi di fuga” e dovuti alla fuga dal rivelatore di uno o entrambi i fotoni di annichilazione del positrone (figura 3.6). Nella figura 3.7 sono riportate le funzioni di risposta di due diversi rivelatori, a fotoni da 662 keV (tipicamente emessi da una sorgente di ^{137}Cs).

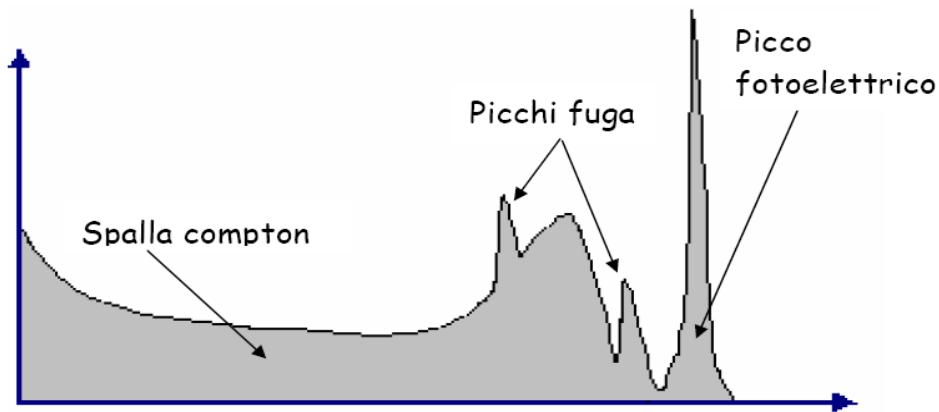


Figura 3.6: funzione di risposta a fotoni.

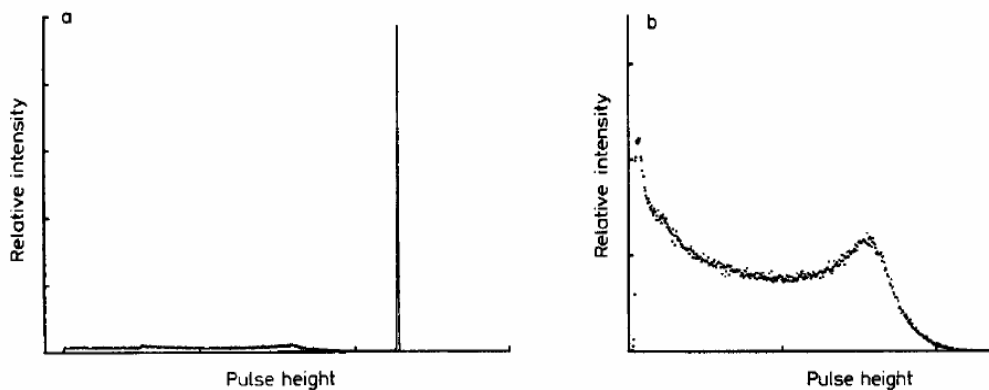


Figura 3.7: funzione di risposta a fotoni da 662 keV con rivelatori a diversa risoluzione.

La forma dello spettro riflette le diverse interazioni che avvengono nel rivelatore. Così si vede che in un rivelatore al germanio (spettro a), materiale a Z relativamente alto, prevale l'effetto fotoelettrico (picco) rispetto all'effetto Compton (spalla continua), mentre in un rivelatore scintillatore organico (spettro b), materiale a basso Z , la diffusione Compton è di gran lunga dominante, tanto che solo questa distribuzione è presente nella funzione di risposta.

3.4 Risposta temporale e tempo morto

Un'altra caratteristica importante dei rivelatori è il tempo di risposta ovvero la loro risposta temporale, intesa come il tempo impiegato dal rivelatore per formare il segnale dopo l'arrivo della radiazione. Per una buona temporizzazione (*timing*) è necessario che:

- a) il segnale venga formato molto velocemente ed abbia un tempo di salita (*rise time*) estremamente rapido; infatti, minore è il tempo di risalita del segnale e maggiore risulta la frequenza cui il circuito può operare;
- b) la durata del segnale sia minimizzata il più possibile; in quanto tale quantità determina il “tempo morto” del rivelatore, ossia il tempo durante il quale il rivelatore rimane insensibile alla rivelazione di un nuovo evento ovvero lo rivela in modo distorto (fenomeno dell'impilamento o “effetto *pile-up*”).

E' evidente che se siamo interessati ad una qualsiasi misura di intensità di radiazione è importante conoscere il tempo morto del rivelatore per poter correggere opportunamente la misura.

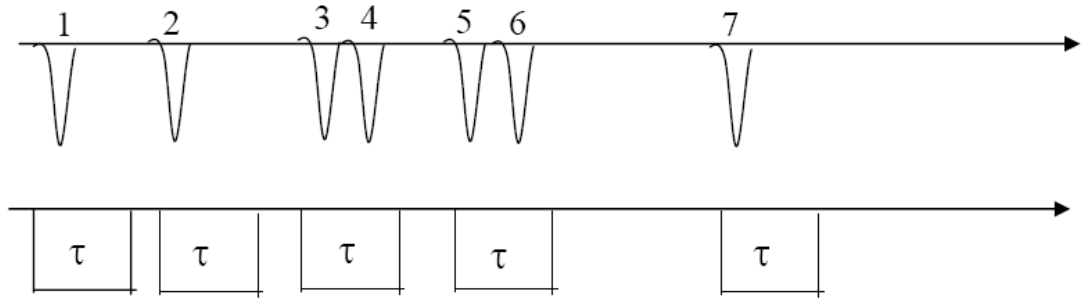


Figura 3.9: visualizzazione del tempo morto di un rivelatore nel caso di “tempo morto fisso”.

Nell'esempio riportato in figura 3.9, relativo al caso di “tempo morto fisso” in cui si fa l'ipotesi che il rivelatore rimanga insensibile a qualunque evento dovesse intercorrere durante il tempo morto τ , gli eventi numero 4 e 6 non sono registrati. Supponiamo che in una misura durata un tempo complessivo T siano stati registrati k conteggi. Se il tempo morto del rivelatore è τ , l'intensità di conteggi corretta m è data da: $mT = k + m \cdot k \cdot \tau$; infatti k rappresenta il numero di conteggi rivelati e $k \cdot \tau$ il tempo totale durante il quale il rivelatore è rimasto insensibile; poiché l'intensità vera di conteggi è m , nel tempo $k \cdot \tau$ il numero di conteggi persi è $m \cdot k \cdot \tau$.

Risolvendo si ha:
$$m = \frac{k/T}{1 - k \tau / T}$$

che ci permette di ricavare la vera intensità di conteggio in funzione di quella misurata k/T . Naturalmente per $\tau = 0$ otteniamo $m = k/T$.

3.5 Efficienza

Si definiscono due tipi di efficienza di un rivelatore: l'efficienza totale e l'efficienza intrinseca. L'efficienza totale è definita come la frazione di eventi emessi dalla sorgente che viene registrata dal rivelatore. Questa è una funzione della geometria rivelatore sorgente e della probabilità di interazione della radiazione nel volume sensibile. Se le particelle uscenti dalla sorgente hanno una distribuzione angolare isotropa,

$P_{geom}(\vartheta, \varphi) d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi}$, la probabilità che una particella che ha colpito il

rivelatore interagisca in esso è data da:

$$P_{int}(x) = 1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.4)$$

dove x rappresenta lo spessore effettivo di rivelatore “visto” dalla radiazione (vedi figura 3.8) e λ il libero cammino medio all'interno del rivelatore.

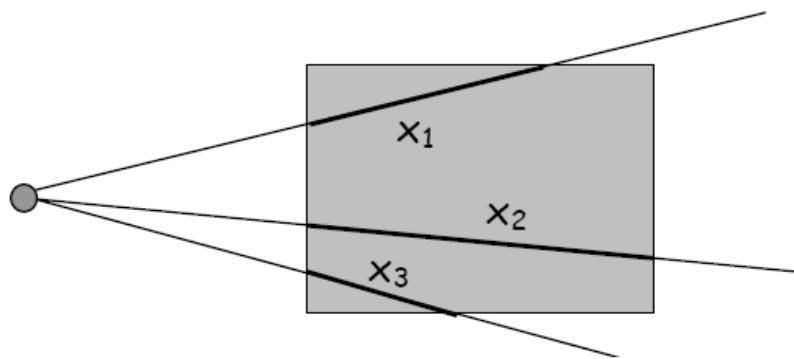


Figura 3.8: spessore di rivelatore attraversato.

Nel caso di fotoni $\lambda = 1/\mu$, mentre nel caso di particelle cariche il valore di λ è confrontabile con le distanze interatomiche, cosicché $P_{int} = 1$. L'efficienza totale può essere fattorizzata in due termini: l'efficienza intrinseca e l'efficienza geometrica o accettanza: $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{intr} \cdot \varepsilon_{geom}$. L'efficienza intrinseca rappresenta quindi la frazione di eventi registrati tra quelli che sono diretti nel rivelatore. L'efficienza intrinseca è ovviamente una funzione del tipo di radiazione, della sua energia e del tipo di materiale di cui è composto il rivelatore.

3.6 Rivelatori a scintillazione

I rivelatori a scintillazione sono senza dubbio tra i più diffusi rivelatori di particelle usati oggi in fisica nucleare. Sono basati sulla proprietà di alcuni materiali di emettere luce quando eccitati o ionizzati dalla radiazione

incidente. Gli scintillatori sono sempre accoppiati ad un sistema di amplificazione di questa luce, un fotomoltiplicatore (PMT), in grado di convertire questo debole segnale ottico in un segnale elettrico che poi può essere processato ed analizzato e che contiene l'informazione sulla radiazione misurata. Gli elementi fondamentali di un rivelatore a scintillazione sono riassunti nella figura 3.10. Esso generalmente consiste di un materiale scintillante accoppiato otticamente ad un fotomoltiplicatore. Quando la radiazione interagisce nello scintillatore causa emissione di luce da parte di quest'ultimo. La luce è trasmessa, attraverso il rivelatore stesso che è quindi trasparente alla luce emessa, al fotomoltiplicatore dove è convertita in una debole corrente di fotoelettroni che è poi ulteriormente amplificata da un sistema di moltiplicazione di elettroni. Il segnale in corrente così prodotto viene successivamente analizzato dall'elettronica di acquisizione.

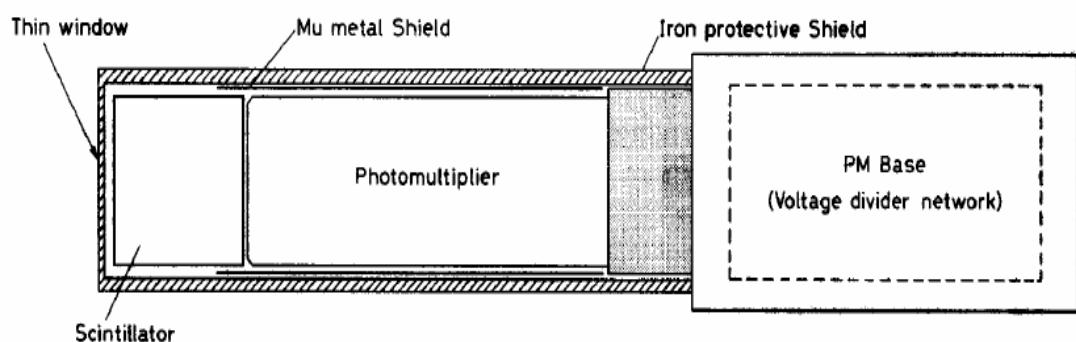


Fig. 3.10 schema di un rivelatore a scintillazione e relativo fotomoltiplicatore accoppiato.

Diversi materiali hanno proprietà scintillanti. Noi qui descriveremo solo i più importanti tra di essi, distinguendoli in scintillatori organici e scintillatori inorganici.

3.6.1 Scintillatori organici

Sono principalmente idrocarburi della serie aromatica. La loro caratteristica migliore è il rapidissimo tempo di decadimento (qualche nanosecondo), che li rende ottimi per applicazioni di *timing*. La luce di scintillazione in questi composti nasce da transizioni energetiche degli elettroni covalenti degli orbitali “ π - molecolari”. Un tipico diagramma energetico è riportato in figura 3.11:

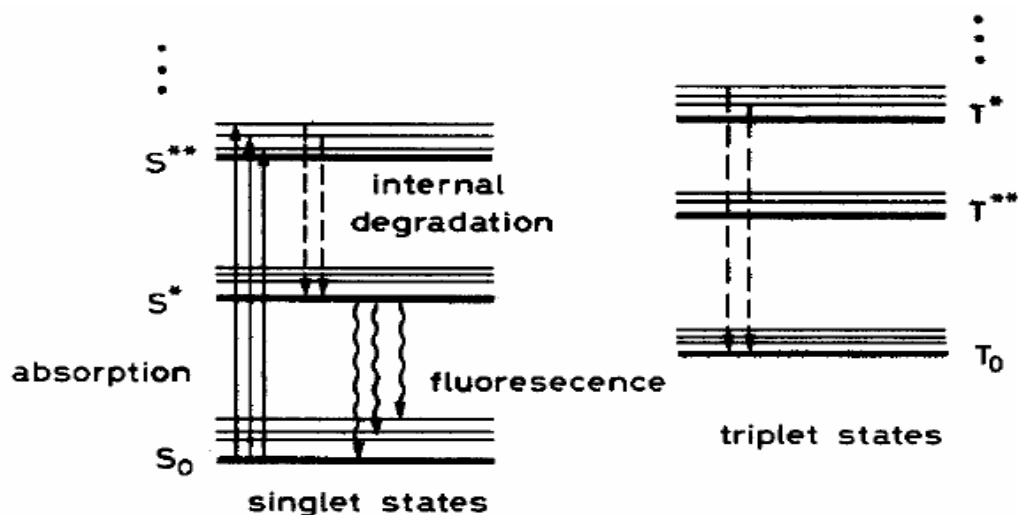
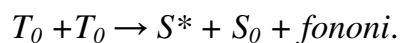


Figura 3.11: livelli energetici negli scintillatori organici

Vi sono stati distinti di singoletto e di tripletto. Lo stato fondamentale S_0 è uno stato di singoletto. Sopra di esso vi sono i livelli eccitati di singoletto

S^* , S^{**} , ecc. e gli stati di tripletto T_0 , T^* , T^{**} , ecc. Associata con ciascun livello elettronico vi è una struttura fine che corrisponde a modi di eccitazione vibrazionale. La spaziatura energetica tra le varie bande di livelli è dell'ordine dell'elettronvolt, mentre quella tra i livelli vibrazionali è dell'ordine del decimo di elettronvolt. La radiazione incidente eccita i livelli come mostrato dalle frecce. Le eccitazioni di singoletto in genere decadono in qualche picosecondo dalla banda S^{**} alla banda S^* senza emissione di radiazione. Viceversa la probabilità di decadimento radiativo da S^* a S_0 è elevatissima: i tempi caratteristici di questo processo sono di qualche nanosecondo, e questa è la cosiddetta componente pronta. Tra l'altro, il fatto che S^* decade a stati eccitati vibrazionali di S_0 implica che la radiazione luminosa è leggermente minore di quella necessaria per la transizione $S_0 \rightarrow S^*$ e spiega quindi la trasparenza dello scintillatore alla sua stessa radiazione. Gli stati di tripletto invece decadono per degradazione interna non radiativa allo stato T_0 che non può decadere, a causa di regole di selezione, allo stato S_0 . Il meccanismo di diseccitazione, più lento, avviene tramite interazione con un altro stato T_0 come schematizzato qui sotto:



Lo stato S^* si diseccita come descritto sopra. Questo processo contribuisce alla cosiddetta componente lenta o ritardata della luce di scintillazione. Tra gli scintillatori organici ricordiamo l'antracene ($C_{14}H_{10}$), lo stilbene ($C_{14}H_{12}$) e molti materiali plastici. Gli scintillatori organici producono segnali estremamente veloci, con tempi di durata di qualche nanosecondo, rendendoli così particolarmente adatti per applicazioni di *timing*. La

limitazione maggiore è senza dubbio la scarsa risoluzione energetica (dovuta ad una bassa resa di luce). Inoltre, dato il loro basso valore di Z , non sono adatti alla rivelazione di fotoni, soprattutto se si vuole determinarne lo spettro energetico.

3.6.2 Scintillatori inorganici

Il meccanismo di luminescenza, cioè quel fenomeno fisico che consiste nell'emissione di fotoni da parte di materiali eccitati in seguito all'assorbimento di energia, è completamente differente da quello che avviene negli scintillatori organici. In questo caso l'emissione di luce non è un fenomeno molecolare ma è collegato alla struttura a bande dei cristalli. In un cristallo puro il passaggio di una particella ionizzante può provocare il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione figura 3.12. Il ritorno dell'elettrone alla banda di valenza, con relativa emissione di un fotone, è però un processo inefficiente, ed in più i fotoni sarebbero emessi nell'ultravioletto, che è una regione di scarsa efficienza per i fotocatodi dei fotomoltiplicatori tipicamente usati. Per aumentare la probabilità di emissione di fotoni ottici durante il meccanismo di diseccitazione, la struttura delle bande viene modificata mediante l'introduzione di apposite impurezze, cioè atomi di sostanze opportune. La presenza di impurezze significa avere un certo numero di atomi di tali sostanze uniformemente distribuiti all'interno del reticolo cristallino.

Le impurezze introdotte vengono anche denominate centri attivatori a causa della funzione che vanno a svolgere. Esse danno origine a dei livelli energetici, spazialmente localizzati, che si vanno a collocare all'interno della banda proibita (figura 3.12).

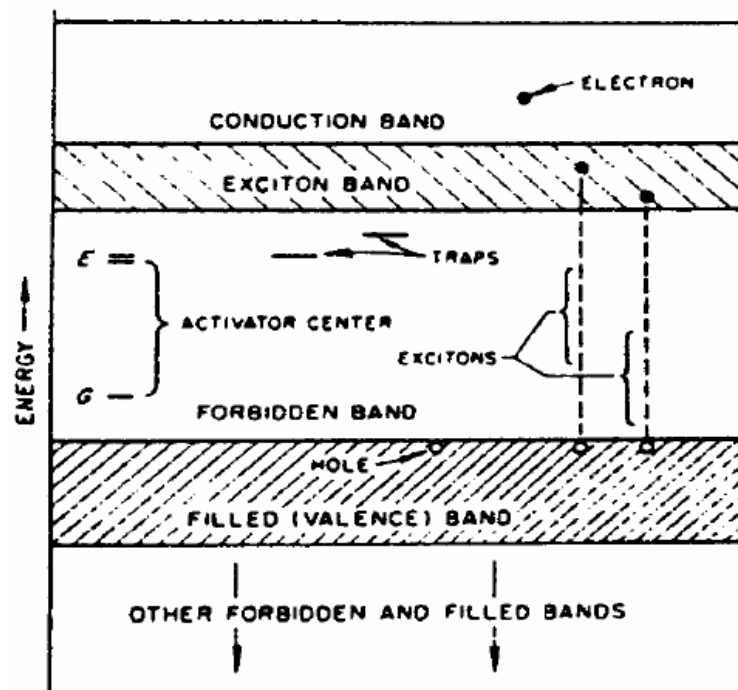


Figura 3.12: livelli energetici negli scintillatori inorganici

Gli scintillatori inorganici, rispetto a quelli organici, a parità di energia depositata dalla radiazione incidente emettono molta più luce (quasi un ordine di grandezza) e presentano quindi (per la statistica di Poisson) una risoluzione in energia nettamente migliore. Altro vantaggio, specie per la rivelazione di fotoni, è il loro relativamente alto numero atomico che li rende molto più efficienti.

Tutti gli scintillatori, sia organici che inorganici, devono essere accoppiati ad un fotomoltiplicatore, e l'insieme rivelatore-PMT deve essere completamente isolato dalla luce ambientale, tramite un involucro sigillato. Per avere inoltre la massima raccolta di fotoni, tutte le pareti del rivelatore, ad eccezione di quella che si affaccia sul PM, vanno ricoperte da un materiale altamente riflettente.

Diversi materiali hanno proprietà scintillanti. nel prossimo paragrafo descriveremo il rivelatore utilizzato, per le misure sperimentali di questo lavoro di tesi, ovvero la fibra scintillante.

3.7 Fibra scintillante

Le fibre scintillanti sono sostanzialmente dei fili di scintillatore plastico di diametro variabile fra un centinaio di micron e qualche millimetro. Il limite principale è la lunghezza delle fibre. Inevitabilmente infatti la luce che viaggia nella fibra subisce qualche fenomeno che ne diminuisce l'intensità: fibre troppo lunghe potrebbero non produrre agli estremi alcun segnale.

Le fibre scintillanti comunemente usate sono costituite principalmente da polistirene (PS), una molecola complessa contenente un anello di benzene [12]. Il *core*, ovvero la parte propriamente attiva e che funge da rivelatore, è contenuto in una guaina (*cladding*), che ha uno spessore totale di qualche micron ed un indice di rifrazione (n_{cl}) inferiore all'indice di rifrazione del

core (n_{co}): questo sia per aumentare l'efficienza di intrappolamento, sia per proteggere la fibra.

Il polystyrene presenta una densità di 1.032 g/cm^3 , è costituito da due diversi elementi (carbonio ed idrogeno) presenti in uguali quantità nella molecola, la cui formula bruta è $(C_8H_8)_n$. Il plexiglas ha una densità di 1.18 g/cm^3 , è costituito da tre elementi: carbonio, idrogeno ed ossigeno. In ogni molecola, la cui formula bruta è $(C_5O_2H_8)_n$, sono presenti 5 atomi di carbonio, 2 di ossigeno e 8 di idrogeno.

3.7.1 Meccanismo di produzione della luce

Le particelle ionizzanti che attraversano il corpo della fibra scintillante interagiscono con la molecola di PS (vedi figura 3.13); in particolare la molecola di benzene contenuta, per la sua configurazione elettronica, si presta ottimamente all'assorbimento di energia. La molecola di benzene contiene una coppia di elettroni nel livello π più esterno (S_0), e numerosi altri livelli eccitati S_{ij} (vedi figura 3.14) (l'indice i relativo a livelli elettronici, l'indice j a sotto-livelli rotovibrazionali molecolari) [17]. Per interazione con particelle ionizzanti la molecola di benzene viene eccitata, il diseccitamento fino allo stato S_1 avviene in maniera non radiativa, mentre il diseccitamento dallo stato S_1 allo stato S_0 , che avviene in tempi inferiori al nanosecondo (fluorescenza), produce fotoni. Fra gli stati S_1 ed S_0 c'è un livello intermedio T_1 (stato di tripletto) ma la transizione $T_1 \rightarrow S_0$ avviene in

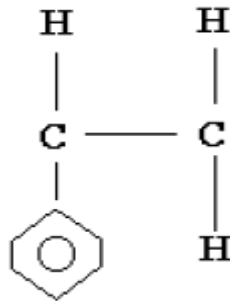


Figura 3.13: Molecola di *Polystyrene*, l'agglomerato esagonale rappresenta la molecola di benzene contenuta.

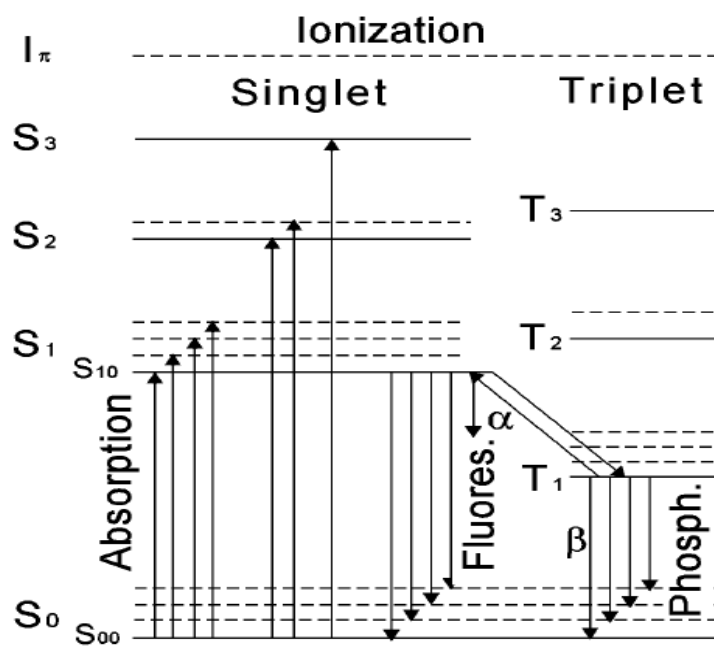


Figura 3.14: livelli energetici di una fibra scintillante.

Altri fenomeni che avvengono normalmente nelle interazioni con particelle ionizzanti sono: ionizzazione degli elettroni dello stato π e l'eccitazione o

ionizzazione degli elettroni interni. Questi ultimi fenomeni concorrono fortemente all'assorbimento di energia ma normalmente non partecipano alla produzione di luce fluorescente, col risultato che solo il 3% dell'energia assorbita viene riemessa radiativamente [12], come si può capire questa è una percentuale molto bassa.

Un ulteriore problema connesso alla luce prodotta dal PS è che lo spettro ha un massimo per una lunghezza d'onda $\lambda \sim 330$ nm, al limite dello spettro di assorbimento dei fotomoltiplicatori utilizzati. L'aggiunta di un dopante (in una concentrazione del 2%) può risolvere il problema. L'elemento usato come dopante deve avere lo spettro di assorbimento sovrapposto allo spettro di emissione del PS ed un'efficienza quantica, che per un fotomoltiplicatore è definita come il numero di elettroni prodotti per fotone incidente, più alta possibile. Questo secondo materiale fluorescente converte la luce ultravioletta emessa dal PS in luce visibile (~ 420 nm) e riduce così anche il fenomeno dell'autoassorbimento. In questo modo dopo una distanza dell'ordine di $500 \mu\text{m}$ dal punto in cui la particella ionizzante ha interagito nella fibra tutti i fotoni appartengono allo spettro di emissione della molecola dopante e soprattutto a quella di assorbimento del fotomoltiplicatore. Si ottiene in tal modo un "traslatore" di lunghezza d'onda (*wavelength shifter*).

Possiamo introdurre un parametro, w , energia media necessaria per produrre un fotone ottico così che il numero di fotoni ottici prodotti dal passaggio della particella ionizzante nella fibra scintillante è dato da:

$$n_{\gamma} = \frac{\Delta E_R}{w} \quad (3.5)$$

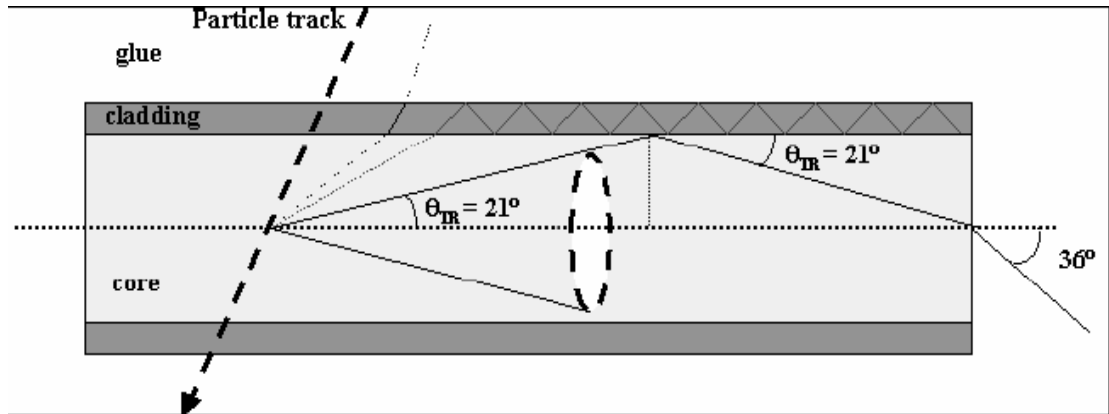
Dove ΔE_R è l'energia rilasciata dalla particella nella fibra. Il valore tipico per una fibra da un millimetro di diametro è di $w \sim 100 \text{ eV}$.

3.7.2 Meccanismo di propagazione del segnale luminoso

Più del 90% dei fotoni ottici prodotti da una particella ionizzante entro la fibra scintillante sfuggono via. Ci sono tre fenomeni che portano alla diminuzione del numero di fotoni effettivamente rilevati all'estremità della fibra [11]:

1. Perdita per riflessione. I raggi luminosi vengono riflessi numerose volte sulla superficie di separazione tra core e cladding prima di raggiungere il fotomoltiplicatore. Se anche ogni riflessione avesse coefficiente 0.999, l'intensità della luce diminuirebbe di un fattore 3 dopo 1000 riflessioni ($0.999^{1000} = 0.368$).
2. Perdita per assorbimento. I fotoni possono interagire con gli atomi del materiale. Possono essere assorbiti e eventualmente riemessi ad un altro angolo, magari maggiore dell'angolo critico per la riflessione totale, in quanto in generale gli spettri di assorbimento e di emissione hanno una sovrapposizione non nulla.

3. Possono anche avvenire urti di tipo Compton provocando una deviazione del fotone.



Per quanto detto, il segnale luminoso, attraversando la fibra, subisce un'attenuazione descritta dalla seguente formula:

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.6)$$

dove λ . è la lunghezza di attenuazione, ovvero la distanza alla quale la luce viene attenuata di un fattore $1/e$.

Applicazioni

I rivelatori a scintillazione hanno diverse applicazioni:

1. misure di energia: con gli scintillatori si può realizzare un calorimetro, che è un rivelatore che permette di misurare l'energia persa dalla particella mentre lo attraversa (se la particella si ferma al suo interno e ne viene misurata tutta l'energia).
2. misure di tempo di volo, cioè del tempo in cui la particella attraversa un certo spazio (lo spazio tra due rivelatori): se ne ricava la velocità della particella.
3. rivelatori traccianti: utilizzando le fibre scintillanti (di sezione molto piccola) si possono costruire dei rivelatori a scintillazione che forniscono con precisione il punto di passaggio della particella e permettono di ricostruirne la traiettoria (traccia).

Vantaggi e svantaggi

Le fibre scintillanti, come rivelatori di radiazione, presentano diversi vantaggi quali:

- esse danno una risposta rapida, permettendo il loro uso anche in rivelatori in cui è prevista un'alta frequenza di eventi;
- esse hanno una lunghezza di attenuazione di qualche metro: ciò dà la possibilità di costruire rivelatori di adeguate dimensioni o comunque di portare il segnale lontano dall'apparato;
- esse possono essere usate in rivelatori magnetizzati: in tal caso i fenomeni di produzione di luce non vengono modificati.

Un problema è invece quello che il loro uso per la realizzazione di un calorimetro richiede numerosissime fibre [11]; in queste condizioni non si può trascurare la probabilità che le diverse fibre rispondano in maniera leggermente differente, ed inoltre il costo diventa oneroso.

Un altro svantaggio della fibra scintillante è la ridotta efficienza di rivelazione, dovuta non solo alle ridotte dimensioni che riducono quindi l'efficienza geometrica, ma anche alla bassa efficienza intrinseca.

Capitolo 4

Apparato sperimentale

Introduzione

In questo lavoro di tesi è stato studiato un nuovo tipo di rivelatore di radioattività, basato su una fibra scintillante (FS) otticamente accoppiata ad un dispositivo elettronico a stato solido, chiamato fotomoltiplicatore al silicio (*Silicon PhotoMultiplier* o SiPM), in grado di rivelare deboli segnali luminosi costituiti da pochi fotoni (di cui i due tipi studiati nella presente tesi sono evidenziati in figura 4.1).

Il presente capitolo descrive nei dettagli il nuovo rivelatore, il cui studio nasce dalla collaborazione tra INFN-LNS e l'Ansaldo Nucleare, ed il sistema di acquisizione ideato ed utilizzato per l'elaborazione dei segnali elettronici e delle informazioni sperimentali.

Questo lavoro mette in rilievo anche nuove interessanti prospettive nell'uso di questi potenti micro-sensori, costituito dalla FS e dal SiPM, a basso costo in molti campi che coinvolgono le misure di radioattività e che potrebbero anche sostituire i tradizionali tubi fotomoltiplicatori.



Figura 4.1: in questa figura viene riportata l'immagine dei SiPM utilizzati per le misure sperimentali.

Generalmente i più popolari moltiplicatori di fotoni sono i tubi fotomoltiplicatori e APD (fotodiodi a valanga). Il nuovo rivelatore studiato in questo lavoro è costituito da una fibra scintillante accoppiata ad ogni estremità con un SiPM. Il SiPM è basato su uno SPAD (*Single Photon Avalanche Diode*), o cella elementare. La fibra scintillante è uno scintillatore plastico prodotto da Pol.Hi.Tec. I due estremi della SF sono otticamente accoppiati, per mezzo di un grasso ottico, con i due SiPMs.

L'apparato sperimentale è costituito dalle seguenti componenti:

1. supporto micrometrico.
2. sorgenti radioattive.
3. SiPM e fibra scintillante.
4. elettronica di acquisizione.

4.1 Supporto micrometro e sorgenti radioattive

Nell'esperimento sono state utilizzate due sorgenti gamma il ^{60}Co ($A = 39,2 \pm 0,4$ kBq alla data di riferimento del 1 ° giugno 2009) e il ^{137}Cs ($A = 26,5 \pm 0,3$ kBq alla data di riferimento del 1 ° giugno 2009) (Vedi figura 4.2). Il ^{60}Co decade in $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + \beta^- + \gamma_1 + \gamma_2$ emettendo due gamma la cui energie sono rispettivamente 1173 e 1332 KeV, mentre il ^{137}Cs decade in $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba} + \beta^- + \gamma$ emettendo un gamma di 662 KeV. Ogni sorgente radioattiva è stata posizionata in corrispondenza del centro di gravità della fibra e ad una distanza dal suo asse determinata con precisione micrometrica da un apposito dispositivo meccanico (vedi figura 4.3).



Figura 4.2: vengono mostrate le sorgenti di ^{137}Cs e ^{60}Co utilizzate.

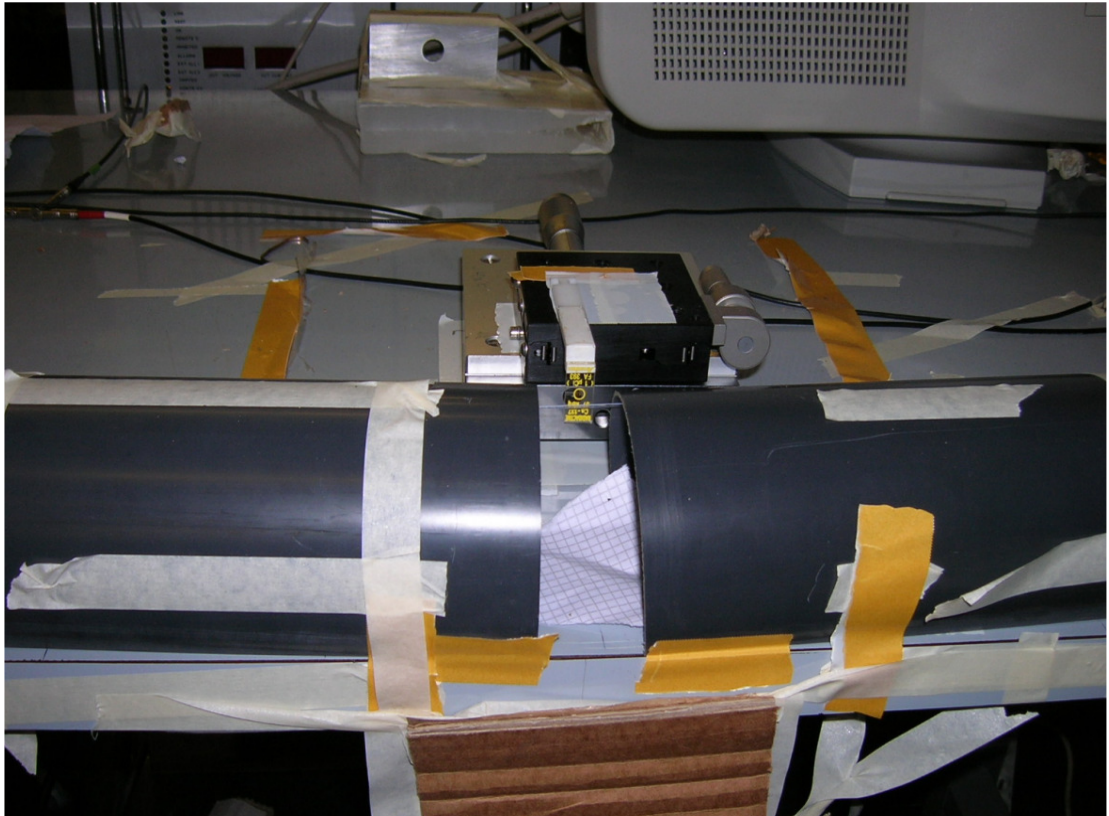


Figura 4.3 : in questa foto si nota il supporto micrometrico, a cui la sorgente è solidale, che consente di effettuare spostamenti micrometrici in direzione perpendicolare alla fibra.

4.2 Il SiPM

Il SiPM è costituito da una matrice di n microcelle indipendenti (*pixel*) (si veda figura 4.4); ciascuna cella elementare funziona come un fotodiodo a valanga in modalità *Geiger* ed è sensibile anche ai singoli fotoni.

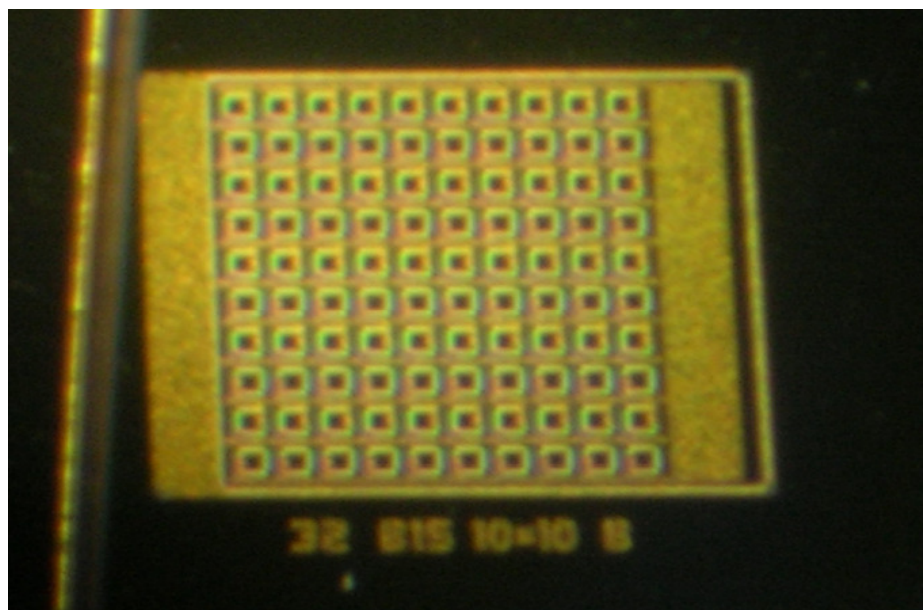


Figura 4.4: immagine di un SiPM 10x10, costituito da 100 celle, al microscopio. Qui si possono notare con chiarezza le singole celle.

Nella struttura elementare del SiPM si può pensare ogni cella come una giunzione p-n; quando la tensione inversa applicata a una cella è leggermente superiore alla tensione di *breakdown*, il campo elettrico interno è tale da avere un guadagno enorme. In tal caso la singola cella (SPAD) lavora in condizione "*Geiger mode*", In tale regime operativo quando un fotone produce una coppia elettrone-lacuna all'interno della zona di svuotamento della giunzione p-n, i portatori di carica accelerati dall'elevato campo elettrico innescano in tempi molto rapidi una valanga che produce in uscita un segnale di corrente macroscopico (dell'ordine del μA).

Il singolo diodo operante in modalità Geiger dà lo stesso segnale di uscita indipendentemente dal numero di fotoni interagenti con il singolo *pixel*. Ogni singola cella SPAD ha una tensione di *breakdown* di circa 70 V. Il

SiPM è costituito da più dispositivi SPAD elettronicamente collegati ad un anodo comune.

L'uscita del dispositivo è dato dalla sovrapposizione di n segnali identici, che in linea di principio rende il SiPM in grado di rivelare e contare i fotoni incidenti. Grazie alla sua struttura compatta ed al suo principio di funzionamento a valanga, il SiPM è intrinsecamente un dispositivo veloce, con un tempo di salita del segnale di circa 2 ns e durata 10 ns [7], in grado di avere una risoluzione temporale dell'ordine di 100 ps. La possibilità di essere gestito con bassa tensione e l'insensibilità del dispositivo ai campi magnetici rende il SiPM molto interessante in una vasta gamma di settori tecnologici e scientifici.

Purtroppo molti svantaggi nell'utilizzo di questo dispositivo provengono dal suo rumore [2]. Tuttavia il rumore può essere soppresso imponendo una soglia sul numero di fotoelettroni, ovvero sull'ampiezza del segnale di uscita del SiPM che è proporzionale al numero di *pixel* colpiti (si veda figura 4.5). Questo è possibile quando il segnale luminoso che interferisce con il dispositivo è abbastanza ampio [9], con una conseguente ottimizzazione del rapporto segnale rumore.

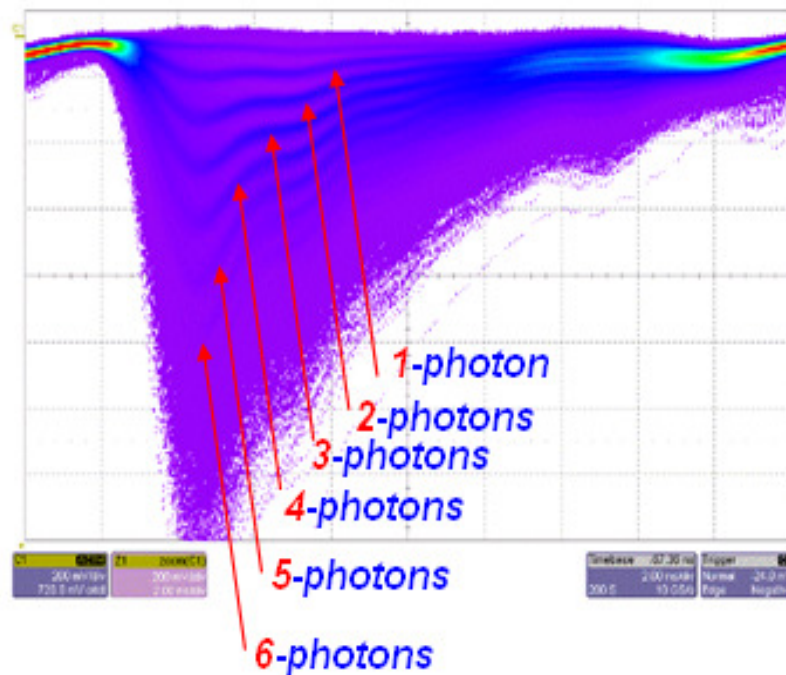


Figura 4.5 : segnale di uscita del SiPM. Il primo picco corrisponde ad un fotone rivelato (ovvero ad un pixel eccitato), il secondo a due fotoni rivelati e così via.

La figura 4.6 mostra lo schema circuitale di un SiPM, quale insieme di n SPAD.

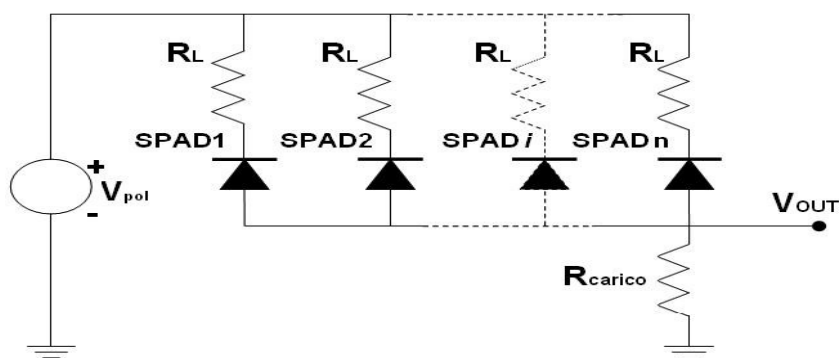


Figura 4.6 : schema circuitale del SiPM.

Ad ogni SPAD, è connesso in serie con un resistore di *quenching* R_L , che ha lo stesso valore per ogni singolo SPAD, la cui funzione è quella di smorzare

la valanga nel dispositivo, riportando il valore di tensione di polarizzazione ad un valore inferiore a quello di *breakdown*.

Ogni singola coppia formata dallo SPAD e dal suo resistore di *quenching* R_L è detto *pixel* del SiPM [25].

Quando il sensore si trova in uno stato inattivo, cioè la tensione di alimentazione è inferiore alla tensione di breakdown, ogni singolo pixel si trova in uno stato di *pre-breakdown* e può essere schematizzato come la sua capacità C_D , posta in serie alla resistenza di *quenching* (vedi figura 4.6).

Se al sensore viene data una tensione V_{pol} , maggiore della tensione di *breakdown* V_{BR} , allora diventerà attivo.

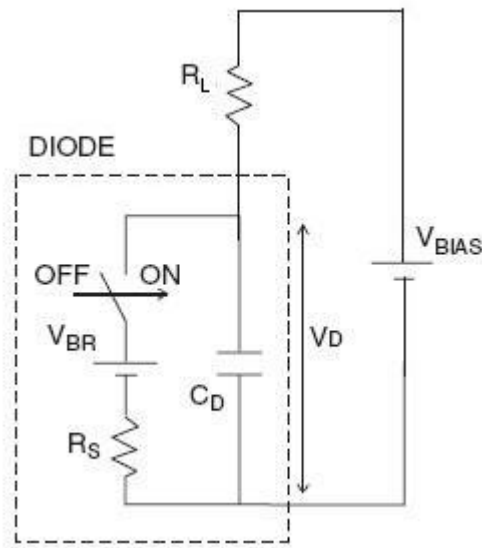


Figura 4.7 : Circuito equivalente di un singolo pixel.

Quando un fotone innesca una scarica nel diodo, il nuovo stato del sistema può essere schematizzato aggiungendo al circuito un generatore di tensione

V_{BR} , con una resistenza in serie R_S (vedi figura 4.7)[24]. Si ha quindi che la capacità C_D è inizialmente carica alla tensione $V_{pol} > V_{BR}$ e si scarica tramite la resistenza R_S , al di sotto di V_{BR} , con una costante di tempo $\tau_D = R_S \cdot C_D$. Mentre la tensione sulla capacità C_D diminuisce, la corrente I che scorre attraverso la resistenza di *quenching* tende a un valore

asintotico $I = \frac{V_{pol} - V_B}{R_S + R_L}$ (vedi figura 4.8).

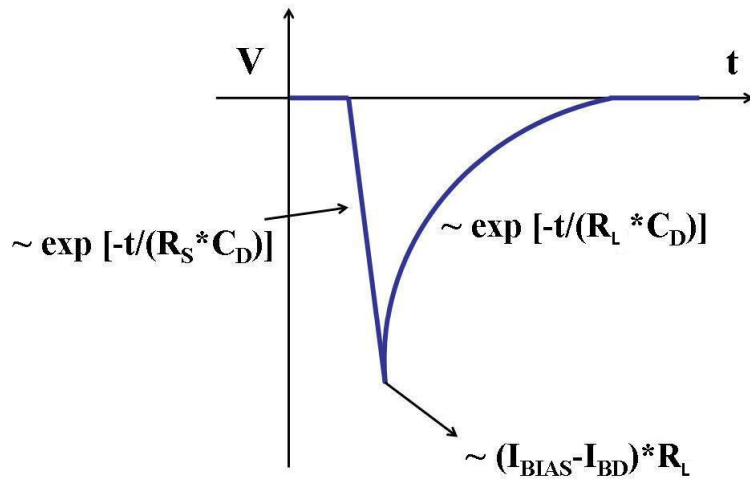


figura 4.8 : andamento del segnale di un SiPM.

In questa fase finale, se R_L è abbastanza grande, la corrente che scorre nel diodo è così bassa che una fluttuazione statistica porta il numero di portatori di carica “istantaneamente” a zero, arrestando la valanga.

Il tempo medio necessario al sistema di *quenching* per fermare una valanga dipende proprio dal valore di R_L . Una volta terminato il processo di valanga,

la capacità C_D , incomincia a ricaricarsi alla tensione $V_{pol} > V_{BR}$ con una costante di tempo $\tau_{ricarica} = R_L \cdot C_D$.

Il tempo impiegato dal circuito di *quenching* per arrestare la valanga e quindi a ripristinare le condizioni di lavoro del dispositivo rappresenta il tempo morto del dispositivo, durante il quale il *pixel* è insensibile ad ulteriori fotoni incidenti; tale tempo risulta inferiore ad $1\mu s$.

4.2.1 Il rumore del SiPM

Come abbiamo detto sopra molti svantaggi nell'utilizzo di questo dispositivo provengono dal suo rumore dovuto a *dark-counts*, *after-pulsing*, *cross-talk*.

1. *dark-counts*: è definita come il numero di impulsi nell'unità di tempo in assenza di luce incidente sul dispositivo. Gli impulsi sono dovuti ad elettroni generati termicamente. Questi elettroni se diffusi nella zona di svuotamento possono acquistare sufficiente energia, sotto l'effetto del campo elettrico, per produrre un'altra coppia e così via generando una valanga e quindi un impulso. La *dark-counts* dipende fortemente dalla soglia del discriminatore, poichè la probabilità che contemporaneamente più pixel danno in uscita impulsi per effetti termici è bassa. Ovviamente può anche essere diminuita con un sistema di refrigerazione.

2. *after-pulsing*: è definito come la probabilità che un elettrone sia catturato, da livelli trappola che si creano per la presenza di impurezze nel semiconduttore, durante una valanga e successivamente rilasciato dopo un tempo caratteristico. gli elettroni rilasciati possono dare origine ad un impulso come nel caso degli elettroni termici. Questa componente di rumore può essere diminuita con la riduzione della percentuale di impurezze nella zona di svuotamento.
3. *cross-talk*: è il fenomeno che si ha quando una cella durante una valanga induce la valanga in una cella vicina, che può avvenire per via ottica o per via elettronica. Quindi si distingue in *cross-talk* ottico e in quello elettronico. Il primo si verifica quando gli elettroni emettono fotoni di *Bremsstrahlung* durante una valanga. Questi ultimi possono raggiungere un altro *pixel* e indurre una valanga. Nel secondo caso sono gli elettroni della valanga che diffondendosi, attraverso le pareti di separazione tra due *pixel*, possono raggiungere la parte sensibile di una cella diversa ed innescare quindi un *breakdown* aggiuntivo. Si può ridurre il *cross-talk* in due modi o aumentando lo spessore di separazione tra due celle (ma ciò diminuirebbe l'efficienza geometrica ovvero l'area totale sensibile) oppure realizzando un isolamento ottico-elettronico tra due celle riempiendo di ossido lo spazio che li separa.

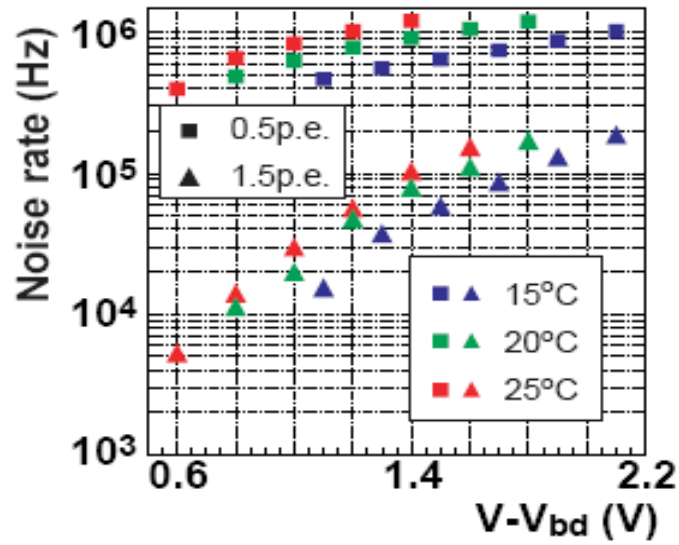


Figura 4.9 : *rate* di rumore misurato in funzione della differenza tra la tensione di alimentazione e quella di *breakdown*, per due diverse soglie rispettivamente 0.5 e 1.5 p.e. e per diverse temperature.

Come si può notare in figura 4.9 [13], il *rate* aumenta all'aumentare della tensione di alimentazione, ma diminuisce di uno o due ordini di grandezza fissando una soglia a 1.5 fotoelettroni sull'uscita del dispositivo; inoltre diminuisce con la temperatura in quanto fa diminuire il *rate* dovuto alla *dark-current*.

4.2.2 Efficienza di rivelazione del SiPM

L'efficienza di rivelazione del SiPM, detta anche PDE (*Photon Detection Efficiency*), ovvero la capacità del dispositivo di rivelare i fotoni, è data dal prodotto di tre fattori :

$$PDE = \epsilon_{geom} * QE * P_{AV} \quad (4.1)$$

1. QE : rappresenta l'efficienza quantica, ovvero la probabilità che un fotone incidente produca una coppia elettrone-lacuna [4], data da :

$$QE = \frac{n^{\circ} coppie(elettrone - lacuna)}{n^{\circ} fot_{incidenti}} \quad (4.2)$$

L'efficienza quantica è un parametro che dipende dalla lunghezza d'onda dei fotoni incidenti. Come riportato in tabella 1 e mostrato in figura 4.10 [10], l'efficienza quantica ha un massimo per $\lambda_p=400nm$.

2. ε_{geom} : rappresenta l'efficienza geometrica ed è data dal rapporto tra la superficie attiva e quella totale del dispositivo.

$$\varepsilon_{geom} = \frac{A_{att}}{A_{tot}} \quad (4.3)$$

La superficie attiva è inferiore della superficie totale per la presenza dello spazio insensibile alla radiazione compreso tra le diverse celle. Tale spazio non può essere troppo ridotto perchè aumenterebbe il rumore dovuto al *cross-talk*. Il valore di ε_{geom} del nostro dispositivo è riportato in tabella 1.

3. P_{av} : rappresenta la probabilità che il fotone assorbito induca la valanga nel dispositivo.

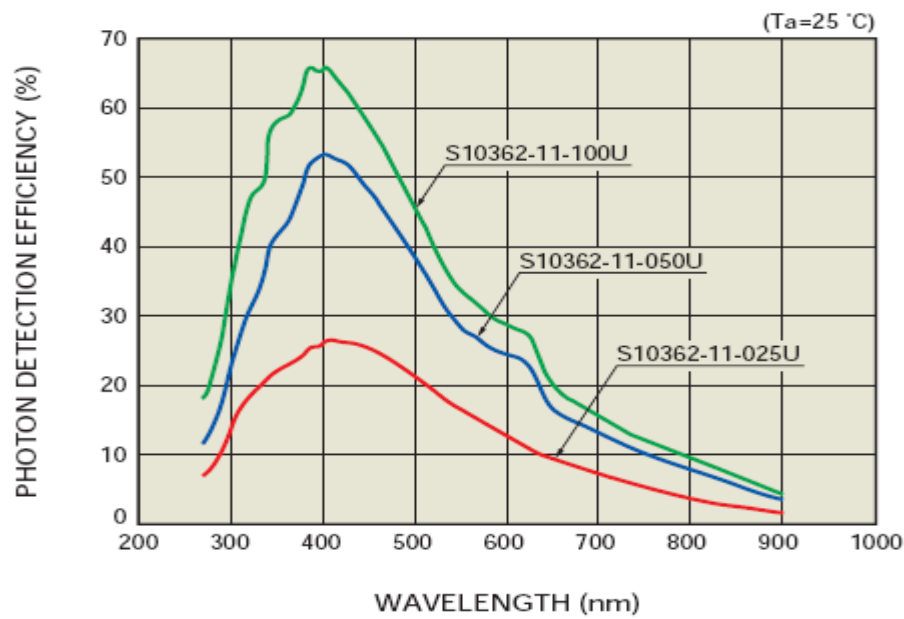


Figura 4.10 : risposta spettrale per tre tipi di SiPM.

Tabella 1 – Caratteristiche principali del dispositivo SiPM.

Produttore	Hamamatsu
Modello	MPPC S10362-11-100U
Forma	square
N° di celle	10 x 10
Dimensione dell'area attiva	1.0 mm x 1.0 mm
Efficienza geometrica	78.5%
Tensione di break-down	68.6 V
Intervallo di risposta spettrale (λ)	270 to 900 nm
Lunghezza d'onda di picco (λ_p)	400 nm
Efficienza di foto-rivelazione (PDE)	
($\lambda=\lambda_p$)	22%
Trincea per isolamento ottico	no

Come si può vedere in tabella 1 la PDE del dispositivo da noi usato è pari al 22% per $\lambda = \lambda_p$. Facendo un confronto tra un SiPM ed un fototubo si evince che il rapporto tra la PDE del primo e l'efficienza quantica del secondo mostra un valore pari 2 [13].

4.2.3 Intervallo dinamico di un SiPM

Un'altra fattore da tenere in considerazione nello studio del funzionamento di un SiPM è "l'intervallo dinamico" definito come il rapporto tra il numero massimo di fotoni che si possono rivelare, che coincide con il numero totale di *pixel*, ed il numero minimo rivelabile cioè un fotone. Quindi l'intervallo dinamico coincide con il numero totale di *pixel*. Da questo parametro dipende la linearità del dispositivo, dove per linearità di un dispositivo si intende che ci sia una relazione lineare tra il suo ingresso, che nel nostro caso è rappresentato dal numero di fotoni ottici incidenti, e la sua uscita che è data dalla quantità di carica totale prodotta dalle celle che sono state eccitate. Infatti è stato dimostrato che il numero di celle eccitate, cioè il numero di impulsi in uscita dal SiPM, segue l'equazione 4.4:

$$N_{celle_eccitate} = N_{celle_totali} \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_{fotoni_incidenti} \cdot PDE}{N_{celle_totali}}} \right) \quad (4.4)$$

Da tale equazione si nota subito che c'è una dipendenza dal numero totale di celle che costituiscono il SiPM, quindi dall'intervallo dinamico, oltre che dalla *PDE*.

La suddetta relazione risulta essere lineare, con conseguente linearità nella risposta del SiPM, quando $\frac{N_{fotoni_incidenti} \cdot PDE}{N_{celle_totali}} \ll 1$, cioè quando il numero di fotoni incidenti sul dispositivo è molto basso rispetto al rapporto tra il numero di celle totali e la *PDE* del dispositivo. Quindi l'efficienza quantica

insieme all'intervallo dinamico, impone un limite alla linearità del sistema. Questo limite è ben descritto graficamente in figura 4.11[10].

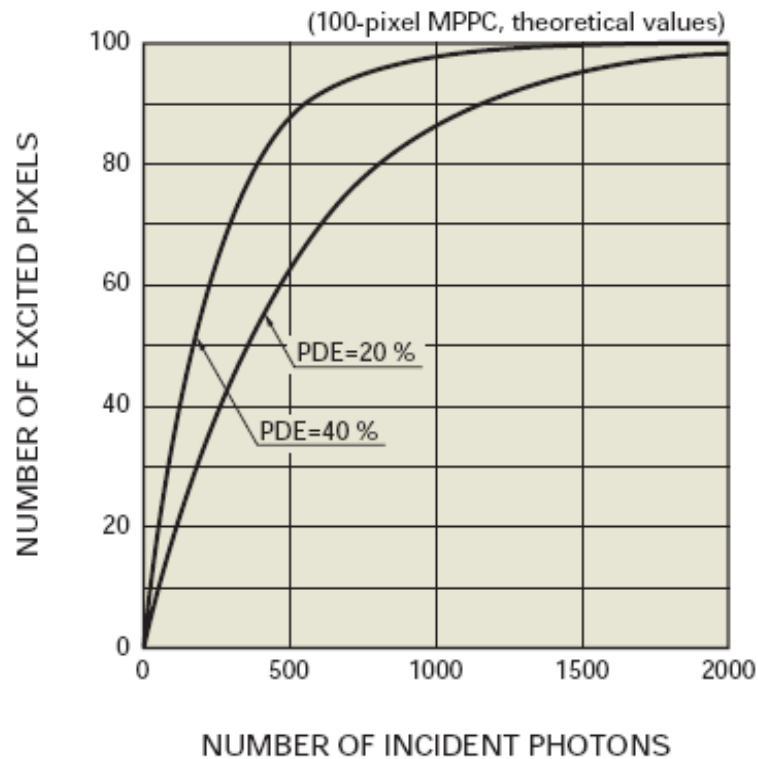


Figura 4.11 : numero di *pixel* eccitati in funzione del numero di fotoni incidenti. Questa figura rappresenta la curva di saturazione per un SiPM costituito da 100 celle e per due diversi valori di PDE.

In figura 4.11 viene riportato il numero di *pixel* eccitati in funzione del numero di fotoni incidenti, per due diversi valori di *PDE* per un SiPM costituito da 100 celle. Quello che si osserva è che la curva tende a saturare all'aumentare del numero di fotoni incidenti.

Dunque se abbiamo un numero troppo elevato di fotoni incidenti sul rivelatore, succede che il segnale in uscita satura al numero totale di *pixel* del SiPM, ovvero al valore dell'intervallo dinamico. Questo comportamento è dovuto al fatto che la singola cella emette la stessa quantità di carica anche se assorbe contemporaneamente più di un fotone; inoltre va anche

ricordato che ogni cella colpita ha un suo “tempo morto”, durante il quale la cella non dà segnale di uscita anche se ci sono realmente dei fotoni incidenti. Da ciò si comprende perché all’aumentare dei fotoni incidenti si ha un discostamento dall’andamento lineare.

4.2.4 Guadagno del SiPM

Il guadagno G della singola cella è definito come il rapporto tra la carica Q di uscita della cella, conseguentemente all’induzione di una valanga, e la carica elementare e :

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{C (V - V_{bd})}{e} \quad (4.5)$$

G rappresenta il numero medio di portatori prodotti in una valanga.

V è la tensione applicata, C la capacità del *pixel* e V_{bd} è la tensione di *breakdown*. Sommando le uscite di tutti i *pixel* si ottiene la carica totale in uscita dal SiPM quantizzata in multipli di Q , quindi proporzionale al numero di *pixel* eccitati. Inoltre il numero di *pixel* eccitati è proporzionale al numero di fotoni incidenti, se quest’ultimo non è troppo elevato.

La dipendenza del guadagno G dalla tensione di alimentazione, per un SiPM Hamamatsu 10x10 come quello utilizzato in questo lavoro, è riportata in figura 4.12 [13].

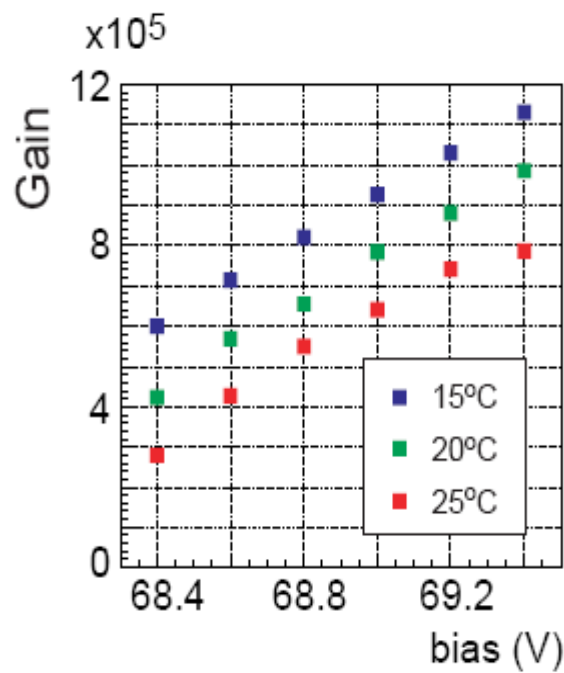


Figura 4.12 : misure del guadagno G in funzione della tensione di alimentazione

L'andamento sperimentale mostrato in figura 4.12 conferma la dipendenza lineare del guadagno G dalla tensione di alimentazione. Inoltre il guadagno aumenta al diminuire della temperatura, poichè la tensione di *breakdown* diminuisce con la temperatura. Il guadagno risulta diminuire del 3% per grado centigrado.

4.3 La fibra scintillante

Come già discusso nel capitolo precedente, le fibre scintillanti sono costituite da complesse molecole organiche in cui si ha emissione di luce

nell'ultravioletto in seguito all'eccitazione di livelli vibrazionali molecolari. All'interno del materiale si aggiungono sostanze per traslare l'emissione nel visibile ("*wave shifter*"), in modo tale che lo spettro di emissione della fibra (vedi figura 4.13) [15], sia compatibile con lo spettro di assorbimento del SiPM (vedi figura 4.10). I tempi di emissione, ovvero i tempi di diseccitamento, sono inferiori ai 10 ns [14].

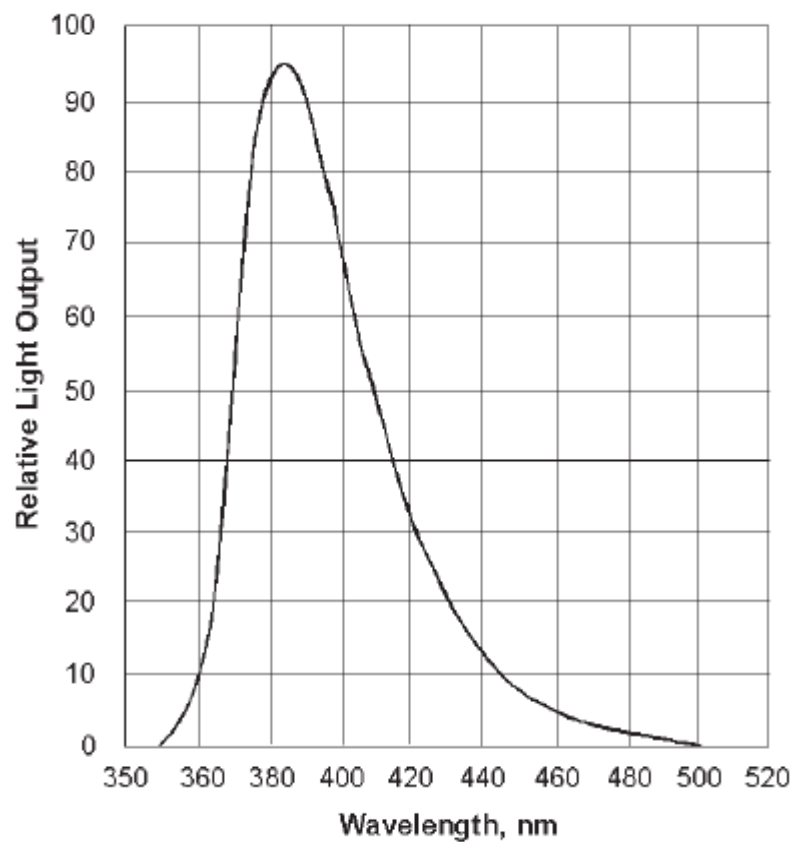


Figura 4.13 : spettro di emissione della fibra.

La luce emessa dalla fibra scintillante si propaga verso le estremità, comportandosi essa anche da guida d'onda; pertanto le sue estremità possono essere otticamente accoppiate ai SiPMs, per la lettura del segnale.

L'insieme fibra scintillante-SiPM costituisce un contatore a scintillazione. Durante la propagazione all'interno della fibra la luce subisce un'attenuazione, pertanto la luce che arriva al SiPM è solo una frazione di quella emessa.

Si può misurare la lunghezza di attenuazione delle fibre ponendo la sorgente radioattiva a diverse distanze dal SiPM e misurando la corrente in funzione della distanza (vedi figura 4.14) [14].

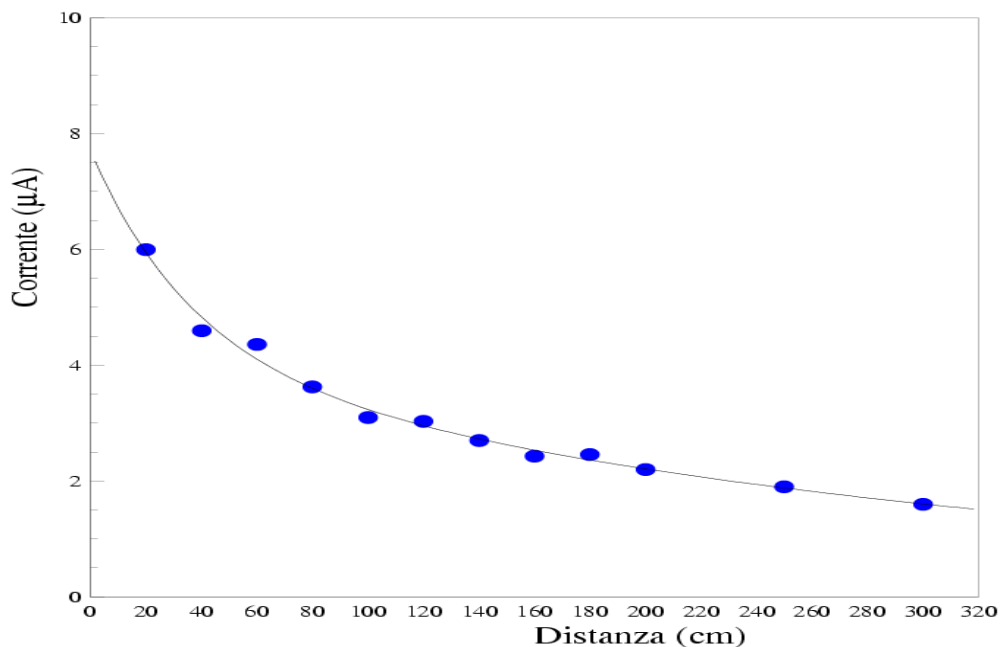


Figura 4.14: andamento della corrente in funzione della distanza percorsa dalla luce all'interno della fibra.

L'andamento della corrente è di tipo esponenziale in funzione della distanza x percorsa dalla luce all'interno della fibra:

$$I(x) = I(0)e^{-x/l} \quad (4.6)$$

dove:

x = distanza percorsa dalla luce nella fibra scintillante

l = lunghezza di attenuazione della luce

la lunghezza di attenuazione stimata per la nostra fibra è $l = 330 \text{ cm}$ [18]

Le caratteristiche generali di una fibra scintillante, utilizzata nell'apparato sperimentale oggetto della presente tesi, sono riportate in tabella 2.

Tabella 2 –Caratteristiche principali della fibra usata.

Produttore	Pol.Hi.Tec
Modello	BC-408
Forma	cylindrical
Lunghezza	120 cm
Diametro	1 mm
Base	Polyvinyltoluene
Densità	1.032 g/cc
Indice di rifrazione	1.58
Lunghezza d'onda di emissione massima	425 nm
Lunghezza di attenuazione della luce (λ_{att})	210 cm
Resa di scintillazione	10 photons/keV
n° atomi di H per cm^3 ($\times 10^{22}$)	5.23
n° atomi di C per cm^3 ($\times 10^{22}$)	4.74
Rapporto (H:C)	1.104

I fotoni prodotti per decadimento degli stati molecolari eccitati dalla radiazione incidente sono emessi isotropicamente. E' possibile calcolare la percentuale di quelli prodotti che raggiungono le estremità. In generale si ha che i fenomeni che causano perdite notevoli di fotoni sono l'auto-assorbimento e la perdita di luce nella superficie di separazione tra il *core* ed il *cladding* dovuta alla rifrazione.

La tabella 2 mostra che il primo dei due effetti non è eccessivo finché la lunghezza della fibra è ridotta. Per quanto riguarda il secondo, noto l'indice

di rifrazione del *cladding* che è $n_1=1.49$, è possibile calcolare la percentuale di fotoni che raggiungono le estremità secondo l'equazione 4.7 [20]:

$$F = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_1}{n_2} \right) \quad (4.7)$$

dove F è la frazione di luce che raggiunge le estremità, mentre n_1 e n_2 sono rispettivamente gli indici di rifrazione del *cladding* e del *core* della fibra. Sostituendo nell'equazione 4.7 i valori noti si ottiene per F un valore pari 0.029, ovvero circa il 3% dei fotoni emessi sono intrappolati e raggiungono le due estremità della fibra scintillante.

4.4 Elettronica di acquisizione

I segnali elettrici provenienti dal rivelatore costituito dalla fibra scintillante e da due SiPMs otticamente accoppiati a ciascuna estremità di essa vengono elaborati da un'opportuna elettronica di acquisizione tipicamente utilizzata in esperimenti di fisica nucleare. Tale elettronica fa riferimento agli *standards* NIM (*Nuclear Instrumentation Module*) e CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*).

Lo schema dell'elettronica usata per le misure sperimentali è illustrato in figura 4.15.

MISURE COINCIDENZE

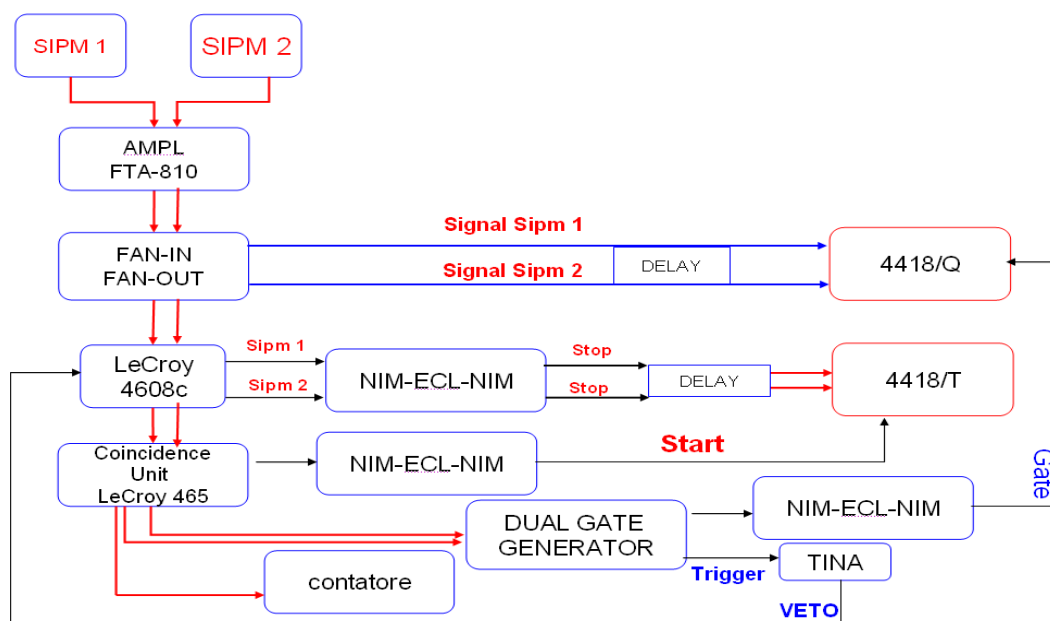


Figura 4.15 : logica utilizzata per effettuare le misure.

I principali componenti elettronici dell'apparato sperimentale utilizzato sono indicati qui di seguito:

modulistica NIM :

1. Lecroy 428F (*linear fan-in fan-out*)
2. Lecroy 4608c (*leading edge discriminator*)
3. Lecroy 465 Unità di Coincidenza
4. Lecroy 222N (*Dual Gate Generator*)
5. *Cable delay units*
6. NIM-ECL-NIM (*level adapter*)
7. Sistema multiparametrico di acquisizione dati sviluppato ai INFN-LNS
8. *Fast counter timer* Tennelec TC535P

9. *Fast amplifier* ORTEC FTA810B con guadagno 200 e tempo di salita di 1 ns;
- modulistica CAMAC :
10. Silena 4418/Q CAMAC convertitore digitale di carica
11. Silena 4418/T CAMAC convertitore digitale di tempo
12. TINA (*Integrated Trigger for Nuclear Acquisition data*, fabbricato ai INFN-LNS)

L'elettronica di acquisizione, riportata in figura 4.15, evidenzia una “catena lenta” di elaborazione dei segnali in carica provenienti dai due SiPM mediante il modulo Silena 4418/Q (QDC) ed una “catena veloce” che elabora i segnali logici generati, a partire dai segnali analogici provenienti dai due SiPM, dal modulo Lecroy 4608c (*leading edge discriminator*).

Le uscite del suddetto discriminatore vengono inviate ad:

- a) una unità di coincidenza Lecroy 465, per la messa in tempo dei segnali logici relativi ai due SiPMs;
- b) un modulo di ritardo (*Cable delay units*) la cui funzione è quella di ritardare i due segnali logici relativi ai due SiPM in modo da generare due ingressi (segnali di *STOP*) per il modulo Silena 4418/T (TDC).

L'uscita della unità di coincidenza Lecroy 465 viene utilizzata, in quattro repliche distinte, per:

- 1) generare il segnale di *START* del TDC;
- 2) generare il segnale di *GATE* per il QDC;

- 3) generare il segnale di *Trigger* inviato al TINA, che durante l'intero intervallo di tempo di elaborazione dei dati impedisce l'acquisizione di ulteriori segnali provenienti dal rivelatore inibendo il modulo di discriminazione, mediante il segnale di *VETO*;
- 4) contare il numero di coincidenze.

Sia il sistema NIM sia quello CAMAC sono costituiti di moduli secondo specifici *standard* meccanici ed elettronici. Un sistema elettronico necessario per la rivelazione è composto da vari moduli NIM, alloggiati in un raccoglitore (*crate*) (vedi figura 4.16) .



Figura 4.16 : raccoglitore in cui sono inseriti moduli NIM di diversa funzionalità.

Il CAMAC consente il controllo computerizzato della strumentazione. Anche il CAMAC è un sistema modulare nel quale non scorrono solo le tensioni di alimentazioni per i vari moduli alloggiati, ma include un *bus* con

dati, indirizzi e segnali di controllo. Un CAMAC normalmente è dotato di 25 locazioni (*slot*) (vedi figura 4.17), dove inserire i vari moduli, il *crate controller* ed il TINA .

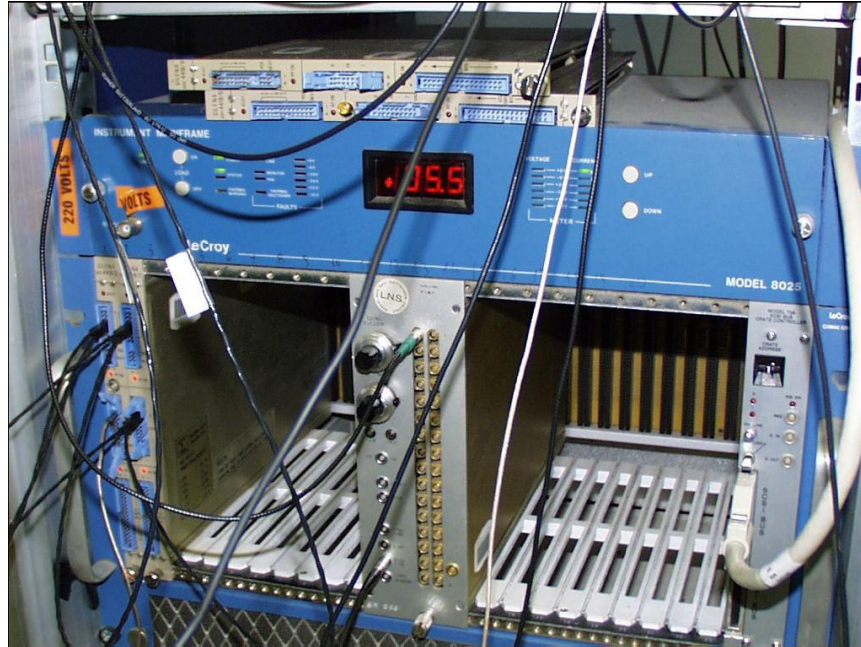


Figura 4.17 : CAMAC in cui si notano QDC e TDC nella parte sinistra, il TINA nella parte centrale e il *crate controller* nella parte di destra.

Il *crate controller* (CC), alloggiato in uno *slot* del CAMAC (nella parte destra della figura 4.17) gestisce la comunicazione tra il CAMAC ed il computer, cioè serve ad interfacciare il CAMAC con il PC. Il modulo TINA invece gestisce i segnali di LAM e di INHIBIT, cioè il segnale di *Trigger* e di *VETO*. Questo modulo invia il segnale di attenzione, o di LAM (*Look At ME*), al controller per registrare i dati contenuti nei convertitori. Inoltre esso genera un segnale NIM, cioè il segnale di *VETO* o di INHIBIT, che viene utilizzato per mantenere bloccato il sistema di acquisizione durante la fase di elaborazione e lettura dati. Il LAM gioca così un ruolo essenziale

nell'interfacciare la parte hardware con la parte software. Per regolare i segnali di LAM ed INHIBIT occorre costruire una logica di trigger tra i segnali che viaggiano nei moduli NIM e poi sincronizzarli con il segnale di LAM inviato al *crate controller*. Quando la logica di *trigger* decide che vi sono dati utili, viene automaticamente inviato un segnale di LAM per prelevarli.

Nelle misure di tale lavoro di tesi si utilizzano due moduli che fanno riferimento al *crate controller*, ovvero due convertitori, TDC e QDC, che lavorano sul tempo di risposta e sulla carica prodotta dal SiPM.

Tutti i dati vengono registrati su un PC con un sistema di acquisizione dati (Tatocamac) sviluppato presso l'INFN-LNS.

Tutta la parte software necessaria ai fini delle misure, è stata sviluppata mediante il codice PAW (*Physical Analysis Workstation*) del CERN [27]. Il PAW è un programma in grado di effettuare un'analisi statistica e matematica dei dati, attraverso l'uso di istogrammi e vettori. I comandi possono essere forniti *on-line* durante le misure, seguendo così l'evoluzione dei dati in tempo reale, o ad acquisizione terminata, in modo da poter effettuare delle ulteriori operazioni ed elaborazioni matematiche attraverso l'esecuzione di *macro*, o **kumac**, che costituiscono una sequenza di istruzioni utilizzate in PAW tali da poter essere usate in modo automatico.

Capitolo 5

Simulazioni Montecarlo

5.1 Introduzione

Il programma utilizzato, riportato in appendice, è scritto in Fortran77 e fa uso del codice Geant3.21 [16] per mezzo del quale è possibile descrivere il passaggio delle particelle elementari attraverso la fibra scintillante e l'energia rilasciata nella parte sensibile del rivelatore. Attraverso le *subroutines* di Geant3.21, che descriveremo in seguito, vengono stabiliti:

- I vari volumi geometrici, ovvero il volume madre e quelli che costituiscono l'apparato sperimentale (rivelatore+sorgente)
- La geometria della fibra scintillante, che nel nostro caso è di forma cilindrica e lunga 120 cm.
- La geometria della sorgente, assunta nel nostro caso puntiforme.
- La disposizione all'interno di un volume madre sia della fibra che della sorgente.
- Il tipo di materiale di cui è composta la fibra e i vari volumi.

Il programma GEANT simula il passaggio delle particelle elementari attraverso la materia. Originariamente progettato per esperimenti di fisica

delle alte energie, ha oggi trovato applicazione anche al di fuori di questo dominio in settori come le scienze mediche e biologiche, radio-protezione, etc. soprattutto nella versione GEANT4, in C++, in cui particolari classi sono state introdotte per descrivere applicazioni fisiche alle basse energie tipiche dei processi che interessano la Fisica Medica, la Radioprotezione, etc.

Le applicazioni principali di GEANT sono:

- il trasporto di particelle attraverso un apparato sperimentale per la simulazione della risposta del rivelatore;
- la rappresentazione grafica della configurazione e delle traiettorie delle particelle;

In considerazione di queste applicazioni, il codice GEANT consente di:

- descrivere un apparato sperimentale per mezzo di una struttura di volumi geometrici. Un numero del mezzo viene assegnato a ciascun volume da parte dell'utente (si veda paragrafo 5.3). Un mezzo è definito dai *tracking medium parameters*, che includono riferimenti al materiale di riempimento del particolare volume (si veda paragrafo 5.4);
- processare gli eventi estratti sulla base dei generatori di eventi del Monte Carlo;
- il trasporto delle particelle attraverso le varie regioni dell'apparato sperimentale, tenendo conto dei limiti del volume geometrico e degli effetti fisici a seconda della natura delle particelle stesse, le loro interazioni con la materia ed il campo magnetico;

- memorizzare la traiettoria delle particelle e la risposta dei volume sensibili ovvero dei rivelatori;
- visualizzare i rivelatori e le traiettorie delle particelle.

L'inizializzazione è controllata dall'utente con la *subroutine* UGINIT che ha la responsabilità di chiamare le *routines* appropriate per il processamento degli eventi. Si tratta dei seguenti provvedimenti, la maggior parte dei quali eseguiti mediante chiamate a subroutines di GEANT [22]:

- GINIT: per inizializzare con valori le variabili usate da GEANT
- GPART: per definire le proprietà delle particelle.
- GMATE (o GSMATE): per definire le caratteristiche dei materiali utilizzati.
- GSVOLU: per definire i diversi volumi di GEANT.
- GSPOS e GSROTM: per stabilire la posizione e l'orientamento dei volumi all'interno del volume madre.
- GDINIT: per inizializzare la grafica.

GRUN: è la parte di programma di simulazione in cui viene processato l'evento. Tale programma si avvale di diverse *subroutines* tra cui :

- GUKINE: in essa si estrae l'energia del fotone incidente e viene definita la cinematica dell'evento.
- GUTREV: provvede al *tracking* dell'evento attraverso l'intero apparato sperimentale.

- GUSTEP: è la *subroutine* in cui si controlla la perdita di energia della particella nel volume sensibile del rivelatore colpito.
- GUOUT: tale *routine* chiude il processamento dell'evento ed in essa solitamente vengono inserite dall'utente delle istruzioni di controllo; in particolare nel codice usato si controlla se l'energia persa dalla particella nel rivelatore è superiore all'energia di soglia imposta come dato di ingresso. Qualora si verifichi tale situazione l'evento viene acquisito ed il contatore degli eventi, *ICAS*, viene incrementato. Ogni qualvolta vengono processati 100 eventi si ha la memorizzazione, nel file di uscita (*event.evt*), delle seguenti variabili:
 1. MOMX, MOMY e MOMZ: componenti del momento, dei fotoni incidenti, lungo i tre assi.
 2. PTDx, PTSx: sono rispettivamente le distanze del punto di impatto, del gamma con la fibra, dagli estremi destro e sinistro della fibra.
 3. Edep: energia rilasciata, nella fibra, dal fotone incidente.
 4. Nfot: numero di fotoni prodotti, nella fibra, dalla radiazione incidente.
 5. NfDx, NfSx: numero di fotoni, prodotti per scintillazione, che raggiungono rispettivamente gli estremi destro e sinistro.
- UGLAST: è la *routine* di chiusura e viene chiamata quando il contatore del numero di casi processati, *ICAS*, è uguale al numero di eventi che si intendono processare, *NCAS*, dati dall'utente sulla base

del livello di accuratezza statistico che si intende raggiungere; in tale caso si ha la chiusura del file con estensione *.evt*.

- HPLINT: tale *subroutine* serve per inizializzare il pacchetto di grafica base.

5.2 I files *dete.dat* e *sample.dat*

Questi due *files*, denominati rispettivamente *dete.dat* e *sample.dat*, contengono tutte le informazioni sulla geometria della sorgente e della fibra. Questi *files* vengono aperti all'inizio del programma di simulazione per assegnare i valori alle variabili, di seguito elencate, utili per la simulazione.

I valori contenuti nel *file* *dete.dat* verranno assegnati alle seguenti variabili:

1. *cl*: lunghezza del *cladding*
2. *cr*: raggio del *cladding*.
3. *ct*: spessore del *cladding*.
4. *dl*: lunghezza della parte sensibile della fibra.
5. *dr*: raggio della parte sensibile della fibra.
6. *sdx*, *sdy*, *sdz*: coordinate del baricentro del rivelatore, ovvero della fibra.
7. *ethresh*: energia minima di rivelazione.

8. *k_flaga*: indice di controllo; se il suo valore è zero l'estrazione dei fotoni provenienti dalla sorgente è isotropa, se invece è 1 avviene all'interno di un angolo solido, stabilito tramite la routine *ANGOL*. Tale angolo solido viene selezionato in modo da effettuare una estrazione campionata degli eventi e tale da essere ottimizzata con la geometria sorgente-rivelatore.

I valori contenuti nel *file* *sample.dat* vengono assegnati alle seguenti variabili:

1. *sr*, *st*, *sd*: queste variabili definiscono la geometria della sorgente. Nel nostro caso esse hanno tutte il valore zero poiché la sorgente considerata è puntiforme. Tuttavia il programma prevede la possibilità in tal modo di trattare una sorgente estesa.
2. *sbx*, *sby*, *sbz*: coordinate del baricentro della sorgente. Anche queste sono tutte nulle perché si è deciso di posizionare la sorgente al centro del volume madre, cioè nell'origine delle coordinate.

Le variabili contenute in questi due *files* sono gli argomenti della routine *GSVOLU*, utilizzata per la definizione dei volumi geometrici (vedi paragrafo 5.4)

Nei prossimi paragrafi descriveremo le principali *subroutine* di Geant 3.21, che vengono chiamate nel programma per definire i volumi, le geometrie, i materiali, etc (una descrizione più dettagliata si trova in appendice B).

5.3 Definizione dei materiali costituenti i volumi

L'apparato sperimentale in cui le particelle sono trasportate è rappresentato, in GEANT, da una struttura di volumi geometrici. Ogni volume è pieno di materia (che può avere anche, per es., la proprietà del vuoto).

La materia che compone il volume è descritto attraverso due insiemi di attributi. Il primo insieme è relativo alla natura dei materiali che compongono il volume, e contiene informazioni quali il numero atomico, il peso atomico, la densità e così via (si veda la descrizione della routine **GSMATE**, riportata in appendice B, per maggiori informazioni). La seconda serie di attributi è rilevante per il processo di trasporto delle particelle e definiscono il cosiddetto *tracking medium*. Questi sono parametri, come il materiale che compongono il volume, il campo magnetico, l'energia massima che può essere persa in un solo passaggio e così via (si veda la descrizione della routine **GSTMED** per maggiori informazioni).

Ogni *tracking medium* si riferisce ad un materiale attraverso un numero che viene assegnato dall'utente.

Ogni volume è riempito da un mezzo identificato da un numero di *tracking medium*.

Il trasporto delle particelle attraverso un apparato sperimentale richiede l'accesso ai dati che descrivono:

- la geometria dell'apparato sperimentale;
- il materiale;

- le proprietà della particella.

La *routine* **GMATE** chiama ripetutamente la *routine* **GSMATE** per definire un insieme tipico di materiali (si veda tabella 5.1). Miscele di materiali, composti con atomi o molecole di diversi materiali di base, possono anche essere definiti attraverso le chiamate alla *routine* **GSMIXT**.

Materiale	No.	Un	Z	Densità	Radiat L
Idrogeno	1	1,010	1,000	0,071	865,000
Deuterio	2	2,010	1,000	0,162	757,000
Elio	3	4,000	2,000	0,125	755,000
Litio	4	6,940	3,000	0,534	155,000
Berillio	5	9,010	4,000	1,848	35,300
Di carbonio	6	12,010	6,000	2,265	18,8
Di azoto	7	14,010	7,000	0,808	44,500
Neon	8	20,180	10,000	1,207	24,000
In alluminio	9	26,980	13,000	2,700	8,900
Ferro	10	55,850	26,000	7,870	1,760
Rame	11	63,540	29,000	8,960	1,430
Tungsteno	12	183,850	74,000	19,300	0,350
Condurre	13	207,190	82,000	11,350	0,560
Uranio	14	238,030	92,000	18,950	0,320
Aria	15	14,610	7,300	$1,205 \times 10^{-3}$	30423
Vuoto	16	10^{-16}	10^{-16}	10^{-16}	10^{16}

Tabella 5.1 : La tabella fornisce alcuni materiali con proprietà tipiche

L'utente può definire una propria tabella di materiali e questo può essere fatto con la *routine* **GSMATE**.

Con le *routines* **GSMIXT** e **GSMATE** sono state definite le caratteristiche del mezzo che riempie il volume madre. Tale volume è riempito d'aria, come nel caso reale.

Inoltre le suddette *routines* sono state utilizzate nel programma per definire il materiale di cui è composta la fibra.

5.4 Definizione dei volumi e loro posizionamento

L'apparato sperimentale può essere descritto con precisione attraverso la definizione di un insieme di volumi. Ad ogni volume è dato un nome ed è caratterizzato da:

- un identificatore di forma, che specifica una delle forme geometriche di base disponibili.
- i parametri di forma, che forniscono le dimensioni del volume.
- un sistema locale di riferimento, con l'origine e gli assi definiti per ciascuna forma.
- le proprietà fisiche, date da una serie di costanti che descrivono il materiale omogeneo che riempie il volume (si veda paragrafo 5.3 per la definizione dei materiali).

Finchè il volume non è posizionato in un determinato sistema di riferimento, il volume non ha nessuna relazione spaziale con gli altri volumi. Per convenzione, prima deve essere definito un volume unico iniziale che conterrà tutti gli altri volumi. Il sistema di riferimento intrinseco di questo volume è considerato il sistema di riferimento principale. Nel nostro programma al volume principale o madre, definito tramite la *subroutine* GSVOLU, è stato attribuito il nome di ENVL. Come si può notare dal programma riportato in appendice B la forma di tale volume è cubica e le tre dimensioni sono tutte di 300 cm; quest'ultime

informazioni sono contenute nel vettore VBOX. La *subroutine* utilizzata per il posizionamento dei volumi all'interno del volume madre è GSPOS.

Ci sono sedici forme di base in GEANT. Due di esse sono riportate nelle figure 5.1(a) e 5.1(b) che corrispondono a quelle utilizzate. Un volume può contenere volumi ed in quanto tale, diventa a sua volta un volume madre cioè il suo sistema di riferimento diventa quello principale per il volume contenuto. Quando un volume viene posizionato, l'utente gli attribuisce un numero. Queste operazioni definiscono un albero fisico con diversi livelli (si veda figura 5.2). Il materiale e le proprietà dei contenuti sostituiscono quelle del volume madre all'interno della regione di spazio che essi occupano. Un volume non è quindi definito solo per le sue caratteristiche intrinseche, ma anche da quelle dei suoi discendenti, vale a dire il suo contenuto, e i contenuti del suo contenuto, ecc, ovvero in una sorta di “bambole russe” o “scatole cinesi”.

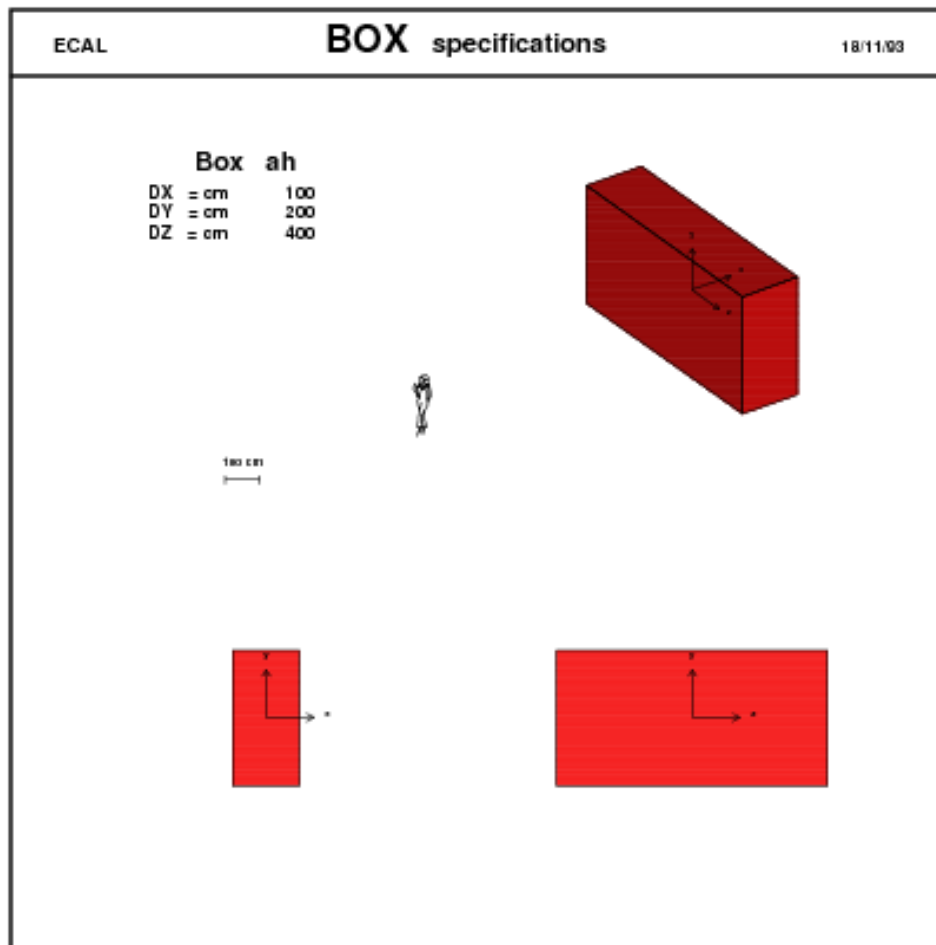


Figura 5.1(a): box con le facce perpendicolare agli assi, ha 3 parametri: (1) DX mezza lunghezza lungo l'asse X, (2) DY mezza lunghezza lungo l'asse Y, (3) DZ mezza lunghezza lungo l'asse Z.

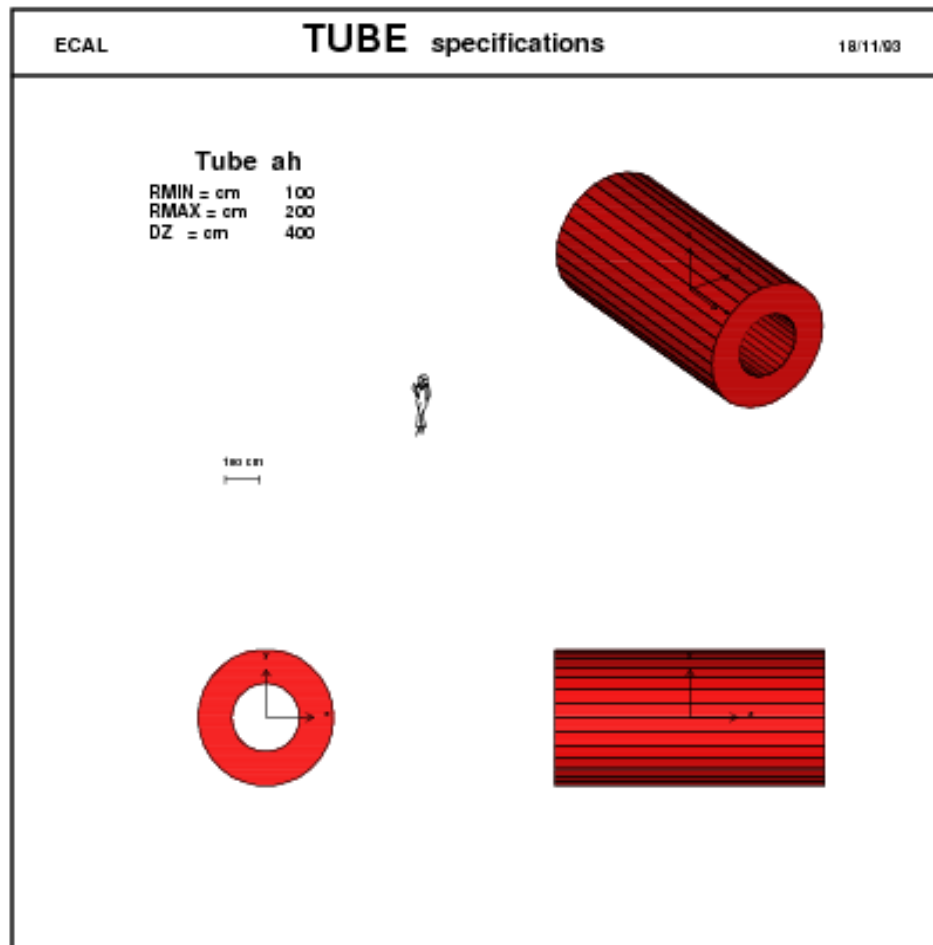


Figura 5.1(b): tube ha 3 parametri: (1) Rmin raggio interno, (2) Rmax raggio esterno, (3) DZ mezza lunghezza lungo Z.

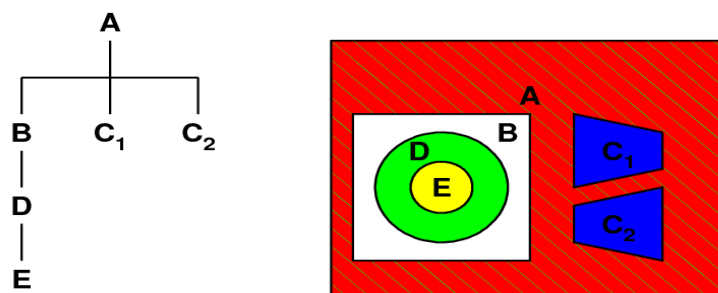


Figura 5.2 : esempio di una struttura ad albero dei volumi di GEANT.

Quindi per creare un volume si utilizza la *routine* GSVOLU, mentre per posizionarlo si usa la *routine* GSPOS.

Con quest'ultima *routine* sono state stabilite le varie posizioni, impostate nelle simulazioni, sia della sorgente che della fibra all'interno del volume madre e quindi le posizioni relative del sistema sorgente-rivelatore.

La posizione relativa di un volume all'interno del suo volume madre è espresso in GEANT da un vettore di traslazione e da una matrice di rotazione, che sono gli argomenti delle *routines* GSPOS (per informazioni più dettagliate si veda la descrizione delle *routines* in appendice B).

Una matrice di rotazione è descritta in GEANT dando gli angoli polare e azimutale degli assi per mezzo della *routine* GSROTM.

Con GSROTM viene impostata l'orientazione degli assi del volume della fibra rispetto al sistema madre. Nel nostro caso gli assi della fibra sono paralleli a quelli della madre, ovvero gli angoli azimutali e polari sono tutti nulli.

5.5 Definizione delle particelle

La *routine* GPART definisce la tabella tipica delle particelle, *branching ratio* e modi di decadimento. Questa *routine* deve essere chiamata per il sistema GEANT affinché funzioni correttamente. GPART chiama la *routine* GSPART per le proprietà delle particelle e la *routine* GSDK per i decadimenti per ogni particella della tabella tipica di GEANT. L'utente può chiamare GSPART e GSDK per estendere o modificare la tabella definita da GPART.

La simulazione al computer di particelle che attraversano una configurazione sperimentale deve tener conto delle interazioni di queste particelle con il materiale del rivelatore. GEANT3.21 è in grado di simulare i processi dominanti che possono verificarsi nel range di energia da 10 keV a 10 TeV per le interazioni elettromagnetiche, poichè le sezioni d'urto dei processi elettromagnetici sono ben riprodotti in tale intervallo.

5.6 Visualizzazione dell'apparato sperimentale

Il pacchetto di disegno è stato progettato principalmente per visualizzare:

- le componenti del rivelatore;
- le traiettorie delle particelle;
- le dimensioni geometriche;
- l'albero logico dei componenti del rivelatore.

L'insieme delle *routines* del pacchetto di disegno permette la visualizzazione dei volumi del rivelatore e le traiettorie delle particelle. Questa opzione può risultare utile in quanto la visualizzazione delle traiettorie delle particelle dal punto di origine e della geometria dell'apparato sperimentale, può migliorare la comprensione e l'ottimizzazione della configurazione di apparati complessi ed inoltre può mettere in evidenza eventuali errori presenti nel codice. Queste *routines* possono essere chiamate nel programma dall'utente. L'uscita può essere diretta sullo schermo o in un file.

La *routine* utilizzata per visualizzare la fibra durante il processamento è GDRAW.

5.7 Il programma SCH2FOR

Questo programma rappresenta il generatore di eventi del Monte Carlo in quanto esso provvede a generare le particelle (cariche e neutre) emesse durante la disintegrazione di nuclidi con complessi schemi di decadimento [23]. Il codice è stato fornito dall'Istituto Nazionale di Metrologia delle Radiazioni Ionizzanti (INMRI) dell'ENEA, dove viene utilizzato nella particolare sezione Radionuclidi e Neutroni per simulare la risposta di apparati utilizzati nello sviluppo di campioni primari o di trasferimento per misure nel campo della Radioattività. Esso è stato validato in diversi confronti internazionali sulle misure assolute di attività di radionuclidi con tecniche primarie e nell'ambito di confronti internazionali organizzati tra i diversi Istituti Metrologici Primari (IMP) del settore sotto gli auspici del Bureau International des Poids et Mesures (BIPM).

Gli eventi generati dalla routine *sch2for*, in base al peculiare schema di decadimento del radionuclide, vengono quindi processati in GEANT per tracciare le interazioni delle particelle emesse (e delle particelle secondarie prodotte) con un particolare rivelatore; in tal modo il programma di simulazione, facente uso di GEANT con la *routine* *sch2for* implementata in

esso, consente di riprodurre, per i radionuclidi scelti, gli spettri di emissione e di deposizione di energia nell'apparato sperimentale studiato.

I codici Monte Carlo, quali GEANT (Brun et al., 1993), EGS4 (Ford e Nelson, 1978), MCNP (Briesmeister, 1997) ed altri sono frequentemente utilizzati per simulare le interazioni di particelle come fotoni o elettroni attraverso dei rivelatori. GEANT3.21, tuttavia ed a differenza di GEANT4, non simula la produzione della particella emessa nel decadimento di un radionuclide; pertanto è necessario un programma ausiliario quale *sch2for* che svolga tale funzione. Il funzionamento di tale *routine* è descritta nel seguito.

La simulazione del decadimento è realizzata scegliendo un percorso nello schema di decadimento secondo la probabilità di transizione.

Elementi dello schema di decadimento

L'analisi di uno schema di decadimento rivela tre elementi essenziali:

- gli stati, caratterizzati dalla loro energia,
- le transizioni, che rappresentano i differenti percorsi ammessi da uno stato dato ad un altro,
- gli eventi, il gruppo di fenomeni associato ad ogni transizione.

Il programma *sch2for* determina il percorso e le particelle emesse durante ciascuna disintegrazione in base alle probabilità di transizione e alle intensità di emissione della particella.

Infine, prende avvio il processo di rilevamento e vengono sommate le deposizioni di energia nella parte sensibile del rivelatore di tutte le particelle primarie e secondarie, consentendo la produzione di uno spettro di energia.

Stati

La struttura di uno stato consta semplicemente di una energia, un gruppo di puntatori alle strutture della transizione ed una lista di probabilità associate alla scelta delle transizioni. L'attivazione di uno stato attraversa due fasi: scegliere una transizione e rendere attiva quest'ultima.

Transizioni

La struttura di una transizione consta di un tipo $(\gamma, \beta^+, \beta^-, \epsilon)$, un gruppo di puntatori alle strutture degli eventi, una lista di probabilità associata alla loro produzione ed un puntatore per lo stato da raggiungere. L'attivazione di una transizione sceglie un evento, lo attiva ed in seguito attiva lo stato da raggiungere.

Eventi

La struttura di un evento consta di un tipo di particella $(\gamma, e^+, e^-, \alpha)$ e di una o due energie e di una struttura di lacuna.

lacune

Una lacuna è un particolare tipo di evento che si verifica per esempio con una cattura elettronica ε . Questi eventi creano delle lacune nei gusci elettronici. Si prendano in considerazione gli eventi K o L. In base al prodotto di fluorescenza ω , questi eventi K o L producono raggi X o elettroni Auger.

Elementi dello schema di decadimento in entrata:

Il file di input al programma *sch2for* è un file ASCII (estensione .sc3) che descrive lo schema di decadimento del particolare nuclide. Le varie parti del file di input da noi utilizzato sono illustrate nella Tavola 5.2, relativamente al ^{60}Co .

- **Le righe dello stato** hanno la forma:

$$s \rightarrow t_1, t_2, \dots, t_n: p_1, p_2, \dots, p_n$$

dove s rappresenta l'etichetta per lo stato, $(t_i)_{i=1,\dots,n}$ rappresentano le etichette delle transizioni a partire da questo stato e $(p_i)_{i=1,\dots,n}$ rappresentano le probabilità di transizione riportate nelle opportune tavole delle intensità delle transizioni.

- **Le righe di transizione** assumono la forma:

$$t = e_1, e_2, \dots, e_m: q_1, q_2, \dots, q_m \rightarrow s$$

dove t rappresenta una etichetta per la transizione (di solito, γ per γ , β^- per β^- , β^+ per β^+ ed ε per ε), $(e_i)_{i=1,\dots,m}$ rappresentano le etichette per gli eventi che si verificano al momento della transizione, $(q_i)_{i=1,\dots,m}$ le loro probabilità di verificarsi ed s rappresenta lo stato da raggiungere.

Queste probabilità sono caratterizzate dai fattori α (coefficienti di conversione interna).

- $\square$ **Gli eventi assumono la forma:**

ga: emissione di radiazione γ . L'energia viene automaticamente calcolata dalla differenza tra l'energia dello stato iniziale e quella dello stato da raggiungere.

bm (E_{max} , E_{avg}): emissione di radiazione β^- con energia massima E_{max} ed energia media E_{avg}

bp (E_{max} , E_{avg}): emissione di radiazione β^+ con energia massima E_{max} ed energia media E_{avg}

K&E; emissione di radiazione X_K o elettroni Auger con energia E

L&E; radiazione X_L o elettroni Auger con energia E

Nop; un evento nullo, corrispondente alle parti tralasciate dello schema.

- I blocchi delle lacune assumono la forma (si prenda in esempio l'emissione della radiazione X_K):

$$K = \omega_K$$

$$L \quad E_L \quad I_L \quad X \quad E_X \quad I_X \quad \text{nop} \quad I_{\text{nop}}$$

$$LL \quad E_{LL} \quad I_{LL} \quad LX \quad E_{LX} \quad I_{LX} \quad \text{nop} \quad I_{\text{nop}}$$

dove ω_K rappresenta la resa di fluorescenza K; la prima riga fornisce l'energia di transizione della *shell* $L \rightarrow K$ (E_L), l'intensità (I_L), l'energia di transizione della *shell* $X \rightarrow K$ (E_X) e l'intensità (I_X), dove X rappresenta M e le *shells* superiori; la seconda riga fornisce l'intensità e l'energia K_{LL} -Auger, l'energia e l'intensità K_{LX} -Auger.

```

# IRA - sch2for3
# jpli602
#
# 27_Co_60.sc3 : text file for 60Co [selon base : LMRI tome 1 (1982)]

eini_2823.63      -> bem2 bem4 : 99.92 .08
e_2505.74      -> gam4 : 100
e_1332.503     -> gam5 : 100

bem2 = bm ( 317.89, 95.81) : 100 -> e_2505.74
bem4 = bm (1491.13, 627.41) : 100 -> e_1332.503

gam4 = ga K&1164.904 nop : 1 1.51e-4 .16e-4 -> e_1332.503
gam5 = ga K&1324.128 nop : 1 1.15e-4 .12e-4 -> .

K = .414
    L 7.47233 150.8    X 8.26466 20.4    nop 0
    LL 6.4      100    LX 7.335 26.2    nop 2.5

L = 0

```

tavola 5.2 : File in entrata al programma *sch2for* per il ^{60}Co

Allo scopo di collegare questo modulo ai codici Monte Carlo, l'utente deve definire alcune *routines*. Il programma SCH2FOR è stato utilizzato insieme al GEANT3.21; quindi illustreremo i collegamenti per questo codice.

Nel GEANT la generazione delle particelle iniziali viene simulata attraverso due procedure. Per prima cosa, la *routine* di GEANT3.21 *gsvert* stabilisce la posizione spaziale iniziale della particella come variabile e restituisce un numero di vertice. In seguito, la particella viene associata ad un particolare vertice attraverso la *routine* *gskine*, la quale definisce il genere di particella e il suo momento e restituisce un numero di traccia. La corrispondente *routine* *sch2for* ipotizza che il numero di vertice n_{vert} sia già noto, e restituisce il numero di traccia n_{tra} chiamando la *routine* *gskine* con i parametri corretti.

SCH2FOR Produzione della particella

- Per γ , X si usa la *routine* `gen_ga` (e , n_{vert} , n_{tra}), dove e rappresenta l'energia del fotone.
- per β^- `gen_bm` (e_{max} , e_{avg} , n_{vert} , n_{tra}), emissione di e^- con uno spettro scelto dall'utente; l'energia massima è data da e_{max} , mentre l'energia media da e_{avg} . β^+ `gen_bp` (e_{max} , e_{avg} , n_{vert} , n_{tra}), emissione di e^+ , simile a β^-
- per e^- `gen_el` (e , n_{vert} , n_{tra}), emissione di e^- di energia fissata e , utilizzata per Auger e la conversione interna.

Generatore casuale

Un elemento essenziale di questo tipo di simulazione è il generatore casuale `sch2for3_rand_unif(idummy)`, che permette di estrarre in maniera random il verso di propagazione della particella emessa nel decadimento. Questo programma fornisce un numero random in $[0, 1]$ con il quale si costruisce un vettore unitario isotropo. A partire dal vettore unitario e dall'energia della particella, nota in massa, si ricavano le componenti dell'impulso, che impongono il verso di propagazione.

Verifiche

Una simulazione di circa un milione di *triggers* di solito ammette la costruzione di uno spettro di emissione. Le intensità simulate vengono poi

comparate con le intensità tabulate. Tutti i nuclidi già simulati hanno dato risultati perfettamente concordi con i valori tabulati.

La Tavola 5.3 confronta le intensità simulate e quelle tabulate per ^{198}Au . La prima e la seconda colonna mostrano rispettivamente le etichette di emissione SCH2FOR e LMRI (Lagoutine et al., 1982). Le differenze tra le intensità simulate e tabulate risultano trascurabili.

Evnt	Emission	Isim %	ILMRI %
ga_411.804	γ_1	95.615	95.56
ga_69.9	X_{KL}	2.206	2.19
ga_11.6	X_L	1.258	1.30
ga_675.887	γ_2	0.791	0.80
ga_81.5	X_{KX}	0.599	0.61
ga_1087.69	γ_3	0.160	0.16
bm_960.7_314.6	β_2^-	98.999	98.99
bm_284.8_79.45	β_1^-	0.974	0.99
bm_1372.5_500	β_3^-	0.027	0.03
el_328.702	ϵ_{IK}	2.904	2.88
el_398.24	ϵ_{IL}	1.034	1.03
el_55.7	eA_{KLL}	0.060	+
el_67.7	eA_{KLX}	0.033	0.10

Tavola 5.3 : intensità osservate e simulate.

Quindi concludendo Il programma SCH2FOR fornisce un modo per introdurre le proprietà di un nuclide sorgente, con un complesso schema di decadimento, come input di un programma di simulazione Monte Carlo, come il GEANT3.21

.

5.8 Come utilizzare il programma

Il programma utilizzato è denominato *ge_nt.f*; esso viene compilato attraverso il file chiamato *gec* con il comando *./gec* che crea l'eseguibile. Bisogna poi indicare il numero di *trigger* ovvero di colpi da sparare sul rivelatore modificando il file *fort.3* indicando per es. 10^6 colpi. In *gemon* è contenuta l'istruzione per far girare l'eseguibile *ge_nt.exe* con *input* contenuto per esempio in *monogamma_2000.sc3* (file che possiede l'informazione che la sorgente è di tipo γ da 2000 keV). Per eseguire *gemon* si dà il comando *./gemon*. A questo punto viene creato dal programma un file: *event.evt*. Questo file viene letto dal file *geana.f* che crea una *n_tupla*, cioè un insieme di eventi ognuno caratterizzato da un numero fissato di variabili, *fs_sipm.paw* leggibile con il programma di analisi PAW [27].

Il programma SCH2FOR, come già detto, determina il percorso e le particelle emesse nel corso di ogni disintegrazione secondo le transizione di probabilità e l'intensità di emissione di particelle. Infine, il processo avrà inizio e l'energia depositata nella parte sensibile del rivelatore di tutte le particelle primarie e secondarie vengono sommate, permettendo la generazione di uno spettro di energia.

Per incrementare la statistica, l'estrazione dei gamma, ponendo *K_flaga=1*, viene fatta all'interno di un angolo solido, pressappoco uguale a quello del rivelatore sotteso dalla sorgente, che viene stimato nel seguente modo :

1. vengono estratti in maniera random, 10^6 punti che cadono nella sorgente, che nel nostro caso è puntiforme, e 10^6 punti che cadono nel rivelatore, cioè nella fibra scintillante,
2. poichè per due punti passa una ed una sola retta, ad ogni coppia di punti corrisponde una retta. Per mezzo della routine ANGOL vengono estratti i coseni direttori di tale retta e quindi gli angoli θ e φ , cioè l'angolo tra la retta ed il piano xy e l'angolo tra la proiezione della retta sul piano xy e l'asse y.
3. ad ogni passaggio del ciclo *DO* vengono stabiliti i valori massimi e minimi degli angoli, quindi alla fine del ciclo *DO* otteniamo gli intervalli angolari $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$, entro cui estrarre i gamma, corrispondenti alle aperture angolari del rivelatore. In realtà gli estremi degli intervalli vengono ampliati del 4% per essere certi che l'angolo solido copra tutto il rivelatore.
4. dall'impulso dei gamma estratti vengono ricavati i coseni direttori della loro traiettoria, sempre con la routine ANGOL, e quindi gli angoli θ e φ . Poi si verifica se tali angoli cadano all'interno degli intervalli $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ e $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$, se tali condizione non è verificata viene estratto un nuovo gamma altrimenti il processo continua.

Inoltre l'angolo solido così trovato, senza l'ampliamento del 4%, diviso 4π ci dà l'efficienza geometrica della fibra, definita come il rapporto tra il numero totale di fotoni emessi diviso quelli incidenti. Tale calcolo è possibile poichè oltre al fatto che la sorgente emette in maniera isotropa e quindi il numero di fotoni emessi e il numero di fotoni incidenti sono

proporzionali rispettivamente a 4π e all'angolo solido della fibra sotteso dalla sorgente.

Il codice, prima di essere applicato al problema specifico della fibra scintillante, è stato sottoposto ad un *test* di affidabilità facendo un confronto tra diversi codici [19]: GEANT3.21, GEANT4, PENELOPE, MCNP etc..

Quattro codici sono stati utilizzati da più di un partecipante: GEANT3 (Brun et al., 1987) (3 utenti), GEANT4 (Agostinelli et al., 2003) (5 utenti), Penelope (Salvat et al., 2006) (7 utenti) e MCNPX (McKinney et al., 2006) (3 utenti).

La versione di GEANT3 utilizzata dai partecipanti è GEANT3.21.

I partecipanti hanno calcolato l'efficienza nel *full-energy-peak*, ovvero il picco di energia ottenuto quando la particella rilascia tutta la sua energia, cioè quando la particella viene assorbita, e l'efficienza totale per tre diverse geometrie sorgente-rivelatore. In tutti loro, è stata assunta una simmetria cilindrica del campione-rivelatore. La geometria1 è semplicemente un blocco di germanio senza alcun rivestimento esterno, con sorgente puntiforme posta a 10mm di distanza dalla superficie del rivelatore. La geometria2 consiste della stessa sorgente simulata in geometria1, ma sono state aggiunte le componenti che rispecchiano un rivelatore reale al germanio, vale a dire, lo strato morto, il foro centrale e l'alloggiamento in alluminio. La geometria3 è uguale alla geometria2 per quanto riguarda il rivelatore ma con una sorgente estesa. Le energie selezionate per il calcolo dell'efficienza sono : 45, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 300, 500, 1000, 2000 e 3000 keV. Con i risultati forniti, da diversi utenti, dello stesso codice, si è

stati in grado di studiare le differenze tra i risultati medi dei diversi codici. Questi sono mostrati in figura 5.3 per la geometria 3. Per ogni codice e per ciascuna delle energie, è stata calcolata una media su tutti i diversi valori degli utenti. Inoltre è stata calcolata una media principale ottenuta facendo una media sui valori medi ottenuti con i diversi codici, per ogni energia. La figura 5.3 mostra la dipendenza energetica della differenza relativa tra le medie dei singoli codici e la media principale e si riferisce all'efficienza di picco, ma una relazione molto simile esiste anche per l'efficienza totale.

T. Vidmar et al. / Applied Radiation and Isotopes 66 (2008) 764–768

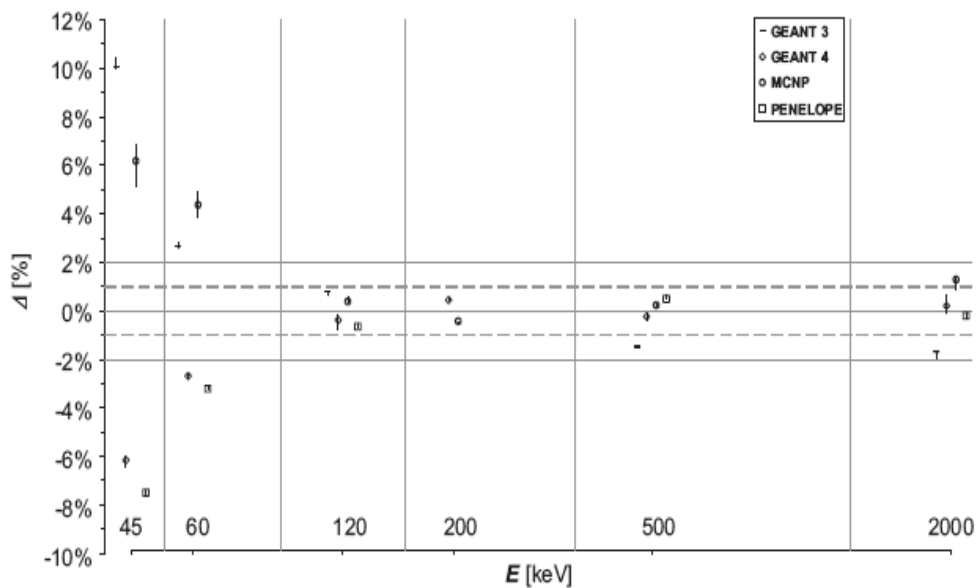


Figura 5.3 : dipendenza energetica della differenza relativa tra le medie dei singoli codici e la media principale, relativamente all'efficienza di picco.

Si può concludere che le differenze tra i singoli codici sono abbastanza pronunciate a energie più basse. I risultati di GEANT3 e MCNP da un lato e quelli di Penelope e GEANT4 dall'altro sembrano essere simili. Le

differenze sono sicuramente dovute al diverso modo di processare eventi di bassa energia. Come si può osservare in figura 5.3, oltre i 120 KeV i dati concordano, quindi i codici a partire da questa energia sono affidabili. Invece ad energie inferiori ai 120 KeV c'è una discrepanza tra i risultati dei diversi codici. Queste discrepanze a basse energie sono ancora oggetto di studi, ma almeno nel caso di GEANT3 una possibile spiegazione è stata data da Decombaz et al. (1992), che ha notato, che per bassi valori di energia, le sezioni d'urto calcolate in GEANT3 differiscono da quelle che si trovano nella letteratura. Per il nostro lavoro questo non è stato un problema in quanto le energie simulate sono superiori ai 600 KeV.

Quindi il codice utilizzato ha dei limiti nel riprodurre le efficienze a basse energie. Questi limiti sono superate in GEANT4 dove le sezioni d'urto a basse energie riproducono bene quelle che si trovano in letteratura, fornite quindi dai dati sperimentali.

Il codice ha superato questo *test* in seno al gruppo di lavoro internazionale sulla spettroscopia gamma dell'International Committee for Radionuclide Metrology (ICRM), ciò avvalorava il suo uso per le applicazioni che sono il tema principale del presente lavoro di tesi.

Nel prossimo capitolo verranno confrontati i dati simulati con quelli sperimentali.

Capitolo 6

Risultati e conclusioni

Introduzione

Il nuovo rivelatore studiato in questo lavoro di tesi è costituito da una fibra scintillante (SF), le cui estremità sono accoppiate mediante un grasso ottico, con due SiPMs.

Il funzionamento del rivelatore costituito dalla SF e da due SiPMs è stato studiato con due sorgenti gamma di ^{60}Co e ^{137}Cs utilizzando l'apparato sperimentale installato presso INFN-LNS e descritto nel capitolo 4.

Nel presente capitolo si descrivono i risultati ottenuti dalla simulazione Monte Carlo, le misure sperimentali, l'analisi dei dati sperimentali ed il confronto di questi con la simulazione Monte Carlo.

6.1 Risultati della simulazione Monte Carlo

La geometria adottata nella simulazione eseguita con il Monte Carlo è costituita da una sorgente puntiforme e da un rivelatore di forma cilindrica con raggio 1 mm (si veda figura 6.1).

Schema della geometria

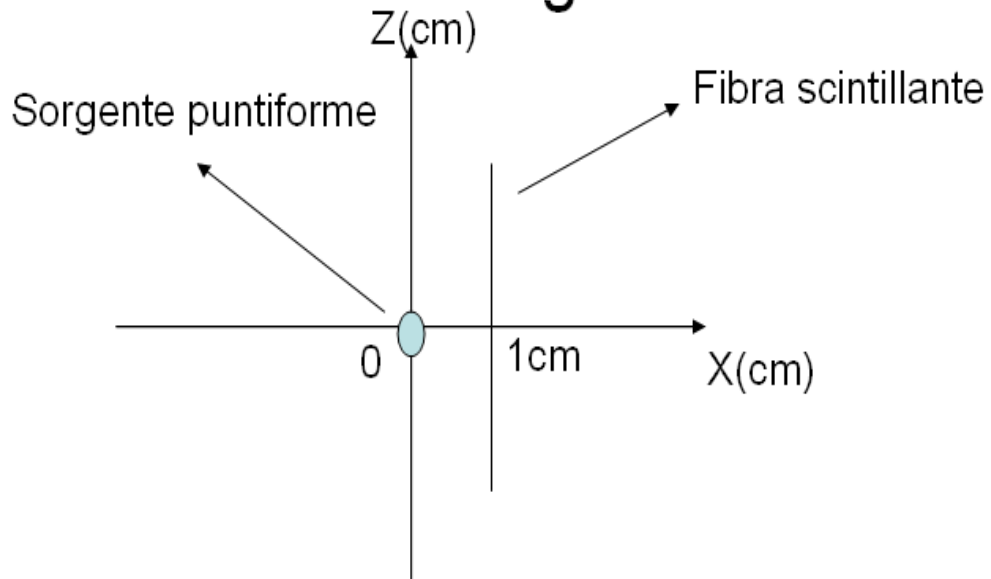


Figura 6.1: schema del sistema sorgente-fibra scintillante.

In figura 6.1 viene riportata la geometria adottata per simulare l'interazione della radiazione emessa da una sorgente radioattiva posta nell'origine delle coordinate con la fibra scintillante; quest'ultima è posizionata con il baricentro nelle coordinate $(x,y,z)=(1,0,0)$ e ha l'asse parallelo all'asse z del sistema di riferimento del volume madre di GEANT. Mediante il programma si sono simulati gli spettri dell'energia depositata nella fibra scintillante dovuta a radiazione gamma. A partire dall'energia rilasciata nella fibra verranno calcolati:

- il numero di fotoni (N_{fot}) prodotti per scintillazione;
- il numero di fotoni (N_{fDx} , N_{fSx}) di scintillazione che raggiungono gli estremi della fibra;

- gli spettri di fotoni di scintillazione, ovvero il numero di eventi in funzione del numero di fotoni prodotti per scintillazione che raggiungono gli estremi della fibra;
- L'efficienza condizionata dalle soglie sul numero di fotoni che raggiungono entrambi gli estremi della fibra.

Quindi nelle simulazioni abbiamo seguito i seguenti passi:

1. Calcolo degli spettri di energia rilasciata dalla radiazione incidente sulla fibra, per diverse energie della radiazione incidente e con imposizione di una soglia sull'energia rilasciata
2. Integrazione degli spettri di energia, con e senza soglie sull'energia rilasciata, per ricavare il numero di eventi rivelati.
3. Calcolo dell'efficienza intrinseca, ottenuta dividendo il numero di eventi rivelati per il numero di eventi incidenti.
4. Calcolo delle curve di efficienza intrinseca, con e senza soglia sull'energia rilasciata nella fibra, in funzione dell'energia dei gamma incidenti.
5. Calcolo del numero di fotoni di scintillazione che raggiungono gli estremi della fibra e quindi i SiPM.
6. Calcolo degli spettri di fotoni di scintillazione che raggiungono gli estremi della fibra.
7. Calcolo del numero di pixel eccitati di entrambi i SiPM, ottenuto moltiplicando il numero di fotoni di scintillazione che raggiungono i SiPM per la *PDE*.

8. Calcolo degli spettri di fotoelettroni (p.e.), ovvero il numero di eventi rivelati in funzione del numero di pixel eccitati. Questi spettri sono l'analogo degli spettri in carica dei QDC.
9. Calcolo degli eventi di coincidenza ottenuti imponendo delle soglie sul numero di pixel eccitati di entrambi i SiPM. Una coincidenza si ha quando i pixel eccitati di entrambi i SiPM supera una certa soglia.
10. Calcolo degli spettri di coincidenza, ovvero del numero di coincidenze in funzione del numero di pixel eccitati. Questi spettri corrispondono agli spettri in carica che sono stati acquisiti sperimentalmente.
11. Integrazione degli spettri di coincidenza, per ricavare il numero totale di eventi in coincidenza.
12. Calcolo dell'efficienza intrinseca, ottenuta dividendo il numero totale di eventi in coincidenza per il numero di gamma incidenti sulla fibra.
13. Calcolo dell'efficienza geometrica della fibra relativamente all'angolo solido sorgente-fibra scintillante.
14. Calcolo dell'efficienza totale, ottenuta moltiplicando l'efficienza geometrica per quella intrinseca.
15. i punti 12 e 14 sono state eseguite per due diverse sorgenti, ^{60}Co e ^{137}Cs , e per diverse distanze sorgente-fibra.

Gli spettri di energia, che riporteremo di seguito (si vedano figure 6.2, 6.3 , 6.4 e 6.5) sono stati ottenuti mantenendo fisse le posizioni della sorgente e

della fibra e quindi la distanza relativa tra loro e variando l'energia dei gamma incidenti. Le energie utilizzate sono: 50, 100, 200, 500, 1000, 1500, 2000, 2500 e 3000 keV, di cui ne verranno riportate solo alcune.

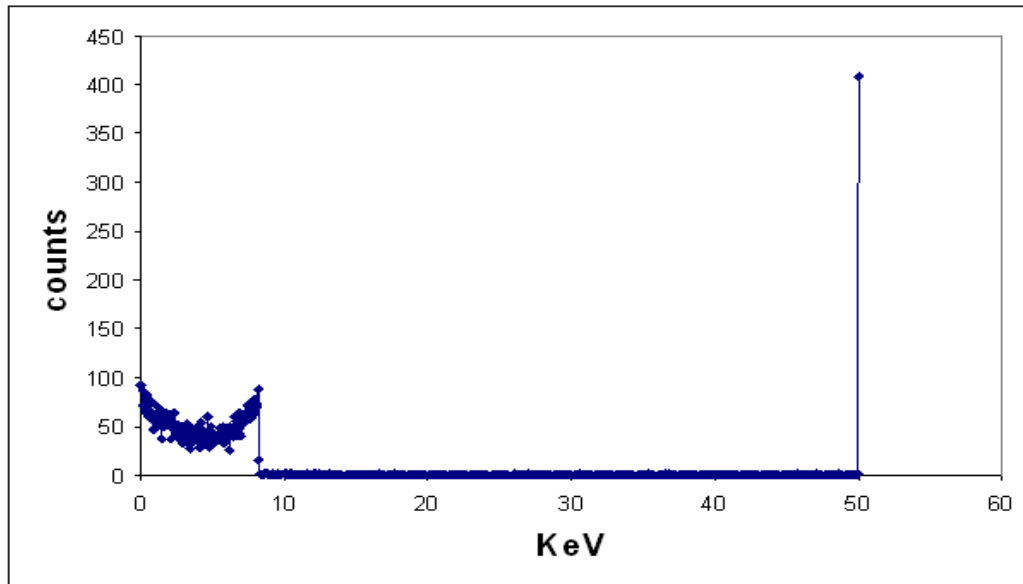


Figura 6.2: spettro di energia ottenuto con gamma di 50 KeV. Si osserva sia la componente Compton sia quella fotoelettrica.

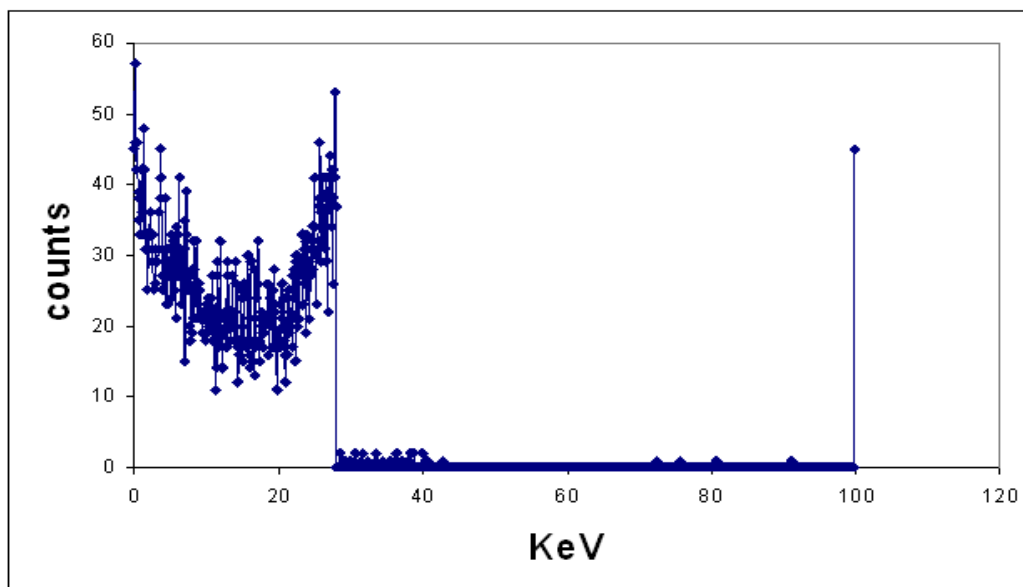


Figura 6.3 : spettro di energia ottenuto con gamma di 100 KeV. Qui si nota una diminuzione del picco fotoelettrico di un fattore 10 rispetto al precedente spettro.

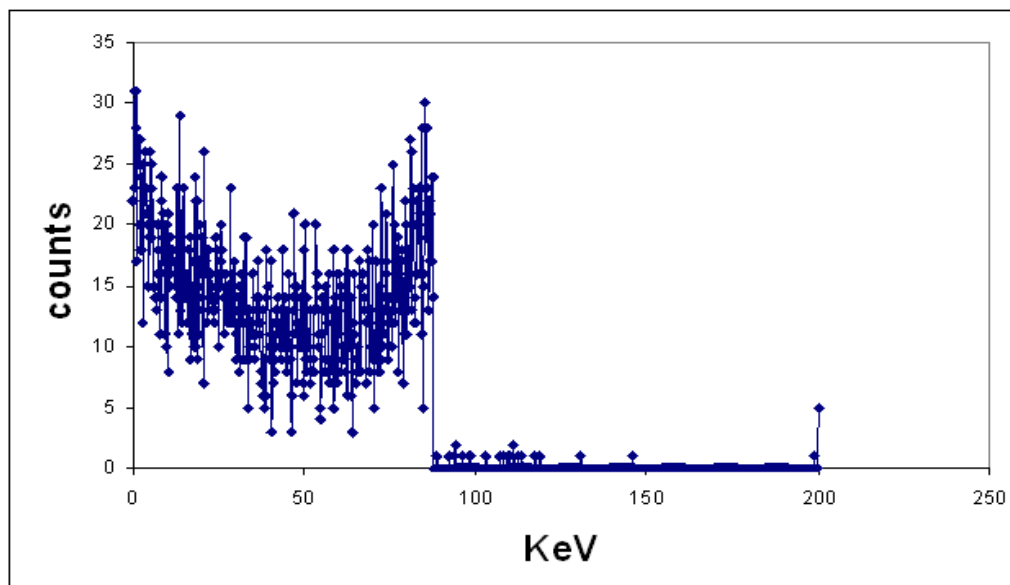


Figura 6.4: spettro di energia ottenuto con gamma di 200 KeV. A queste energia il picco fotoelettrico risulta essere molto attenuato.

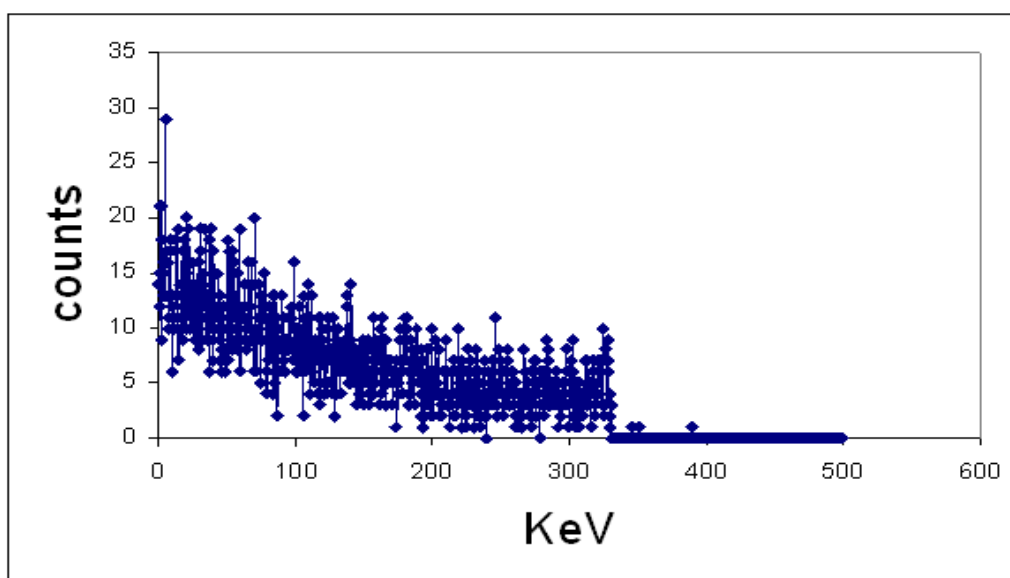


Figura 6.5: spettro ottenuto con gamma di 500 KeV.

Come si può notare, dai grafici degli spettri di energia rilasciata nella fibra, il picco fotoelettrico diminuisce all'aumentare dell'energia del gamma incidente; ciò è dovuto, oltre al fatto che la sezione d'urto fotoelettrica

diminuisce all'aumentare dell'energia del gamma (vedi paragrafo 1.1.1 del capitolo 1), alle ridotte dimensioni della SF.

Quindi oltre i 500 KeV ed al di sotto della soglia di foto produzione di una coppia e^+e^- lo spettro di energia, e quindi l'efficienza, è da attribuire solo al processo Compton.

Dall'integrale degli spettri di energia si ottiene il numero di eventi rivelati e dividendo tale numero per il numero di fotoni incidenti sulla fibra otteniamo l'efficienza intrinseca. Ripetendo questa operazione per diverse energie dei gamma incidenti è possibile ottenere l'andamento dell'efficienza intrinseca in funzione dell'energia dei gamma incidenti (vedi figura 6.6).

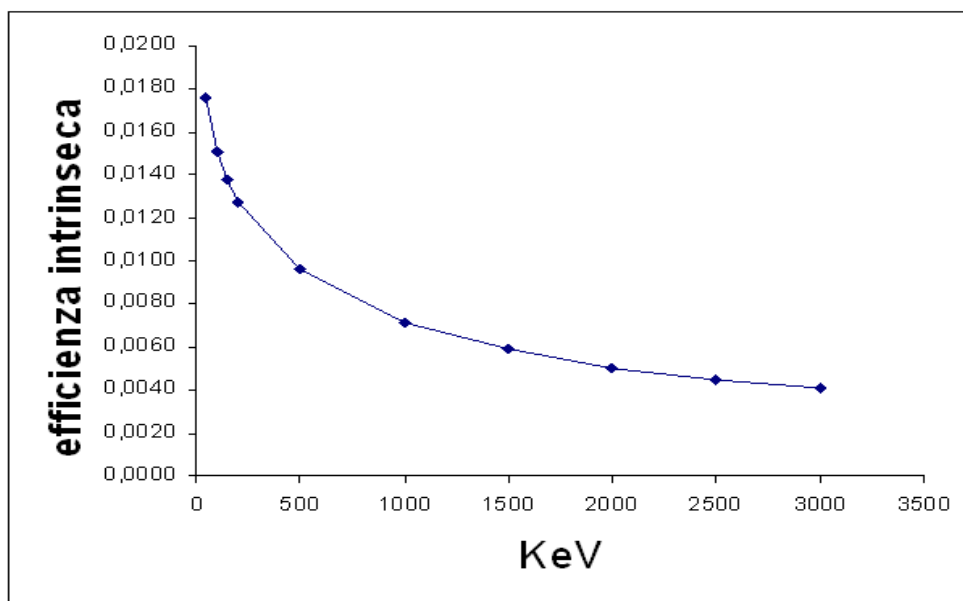


Figura 6.6: curva di efficienza intrinseca in funzione dell'energia dei gamma incidenti. In ascisse sono riportate l'energie dei gamma, incidenti sulla fibra, in KeV, mentre in ordinata sono riportati i rapporti tra il numero di fotoni rivelati nella fibra ed il numero di fotoni incidenti su di essa.

La curva di efficienza intrinseca riportata in figura 6.6 è stata calcolata senza imporre soglie sull'energia rilasciata. Per poter fare un confronto con i dati sperimentali bisogna considerare una soglia in energia al di sotto della quale la luce prodotta per scintillazione non è sufficiente per dare un segnale. Questo è dovuto al fatto che ad una certa energia rilasciata corrisponde un certo numero di fotoni di scintillazione, affinché l'evento sia rivelato è necessario che i fotoni di scintillazione raggiungano gli estremi della fibra e quindi i SiPM per avere un segnale in uscita. Il problema è che ci sono molti fattori che concorrono all'attenuazione della luce di scintillazione durante la propagazione nella fibra per poi raggiungere i SiPM dove il segnale sarà letto, come l'autoassorbimento caratterizzato da una lunghezza di attenuazione di circa 330 cm, inoltre solo il 3% dei fotoni vengono geometricamente intrappolati nella fibra, questo come visto nel capitolo 4 dipende dagli indici di rifrazione. Ciò rende necessario imporre una soglia in energia per effettuare un confronto con i dati sperimentali.

Pertanto sono stati calcolati degli spettri di energia imponendo una soglia sull'energia rilasciata pari a 10 KeV. A questa soglia corrisponde un numero minimo di fotoni prodotti per scintillazione pari a 100; infatti in media vengono prodotti 10 fotoni per ogni KeV di energia rilasciata nella fibra. Questa è la soglia minima che bisogna impostare; infatti basta considerare che solo il fattore geometrico comporta una perdita di luce prodotta nella fibra pari al 97% e quindi solo 3 fotoni su 100 raggiungono geometricamente i SiPM. Dall'integrale di questi spettri di energia si ottiene il numero di eventi rivelati; quindi dividendo tali eventi per il numero di

fotoni incidenti e ripetendo l'operazione per diverse energie dei gamma incidenti otteniamo la curva riportata in figura 6.7.

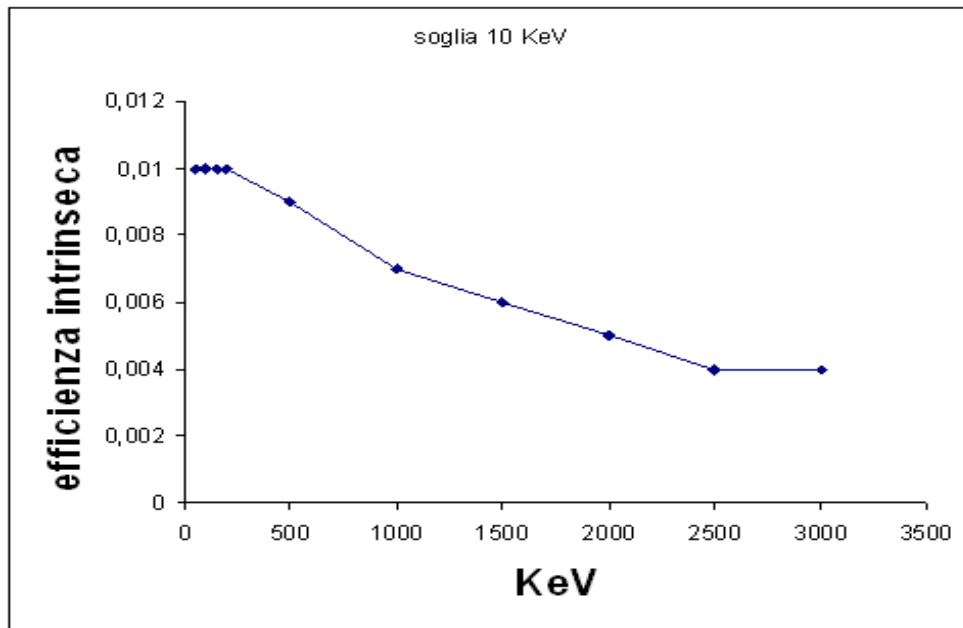


Figura 6.7: questa curva di efficienza è stata calcolata facendo un taglio a 10 KeV sull'energia rilasciata nella fibra, che rappresenta l'energia minima affinché si abbia un segnale.

Le simulazioni devono tener conto anche dell'attenuazione della luce di scintillazione durante la propagazione lungo la fibra. Inoltre le misure sperimentali sono misure fatte in coincidenza, cioè vengono eseguite rivelando il numero di fotoni, dopo aver imposto una soglia, ad entrambi gli estremi del rivelatore per abbattere il rumore dei SiPM, come descritto nel capitolo 4. quindi l'acquisizione parte quando ad entrambi gli estremi il numero di fotoni, o meglio il numero di fotoelettroni ottenuti moltiplicando il numero di fotoni che raggiungono gli estremi della fibra per la PDE,

supera una certa soglia. Nella simulazione la condizione delle misure sperimentali viene riprodotta inserendo una funzione di attenuazione nel programma *geana.f* tramite la quale, a partire dai fotoni prodotti in un punto della fibra calcolati secondo quanto detto sopra, viene a sua volta calcolato il numero di fotoni trasmessi alle due estremità della fibra.

La funzione di attenuazione è data dalla seguente formula :

$$A_{att} = N_{fot} e^{-\frac{d}{L_{at}}} \quad (6.1)$$

dove :

- N_{fot} è il numero iniziale di fotoni prodotti per scintillazione;
- d è la distanza percorsa dai fotoni di scintillazione all'interno della fibra, ovvero la distanza tra il punto di impatto della radiazione incidente e l'estremo della fibra. Tale quantità viene calcolata, dal programma *geana*, conoscendo la quantità di moto dei fotoni emessi dalla sorgente; da tale grandezza fisica vengono estratti i coseni direttori mediante la subroutine *ANGOL* e da questi ultimi si ottiene il punto d'impatto del fotone e quindi la distanza d dagli estremi della fibra;
- L_{at} è la lunghezza di attenuazione, cioè il valore a cui l'intensità si riduce di un fattore $1/e$, il cui valore misurato è di 3.3 m [18];

La frazione di luce che geometricamente raggiunge ciascun estremo, poichè nelle riflessioni dei fotoni sulla superficie di separazione tra il *core* e il *cladding* della fibra alcuni sfuggono da essa, è del 3% [12]; tale frazione dipende dagli indici di rifrazione del core e del *cladding*.

Dunque evento per evento, al fine di calcolare il numero corretto di fotoni ottici che andranno a colpire i SiPM, bisogna fare il seguente calcolo:

- $E_{depositata} * 10$ (=numero medio di fotoni prodotti, dove $E_{depositata}$ è l'energia depositata nella fibra espressa in keV);
- Aggiungere una dispersione, pari a $\sqrt{n}$, sul numero medio di fotoni prodotti, assumendo valida la statistica di Poisson;
- Calcolare le distanze del punto di impatto della radiazione incidente dagli estremi destro e sinistro;
- applicare la 6.1 al numero di fotoni prodotti distinguendo le due situazioni (rivelazione alla parte destra e sinistra della fibra);
- moltiplicare per 0.03 (frazione di luce che geometricamente raggiunge ciascun estremo).

In tal modo otteniamo il numero di fotoni, NfDx, NfSx, che arrivano a destra e sinistra della fibra. Questo numero va poi moltiplicato per la PDE del SiPM che è circa il 22%, ottenendo così il segnale in uscita dal SIPM, cioè il numero di *pixel* eccitati, al fine di fare un confronto con i dati sperimentali.

Il conteggio degli eventi rivelati viene fatto, per riprodurre le condizioni sperimentali, mettendo una soglia sul numero di fotoni che arrivano agli estremi (quali: 1 fotone, 2 fotoni ecc..).

Nel seguito vengono riportate alcune curve di efficienza dopo avere inserito la funzione di attenuazione e con soglie ad n fotoni ad entrambi gli estremi.

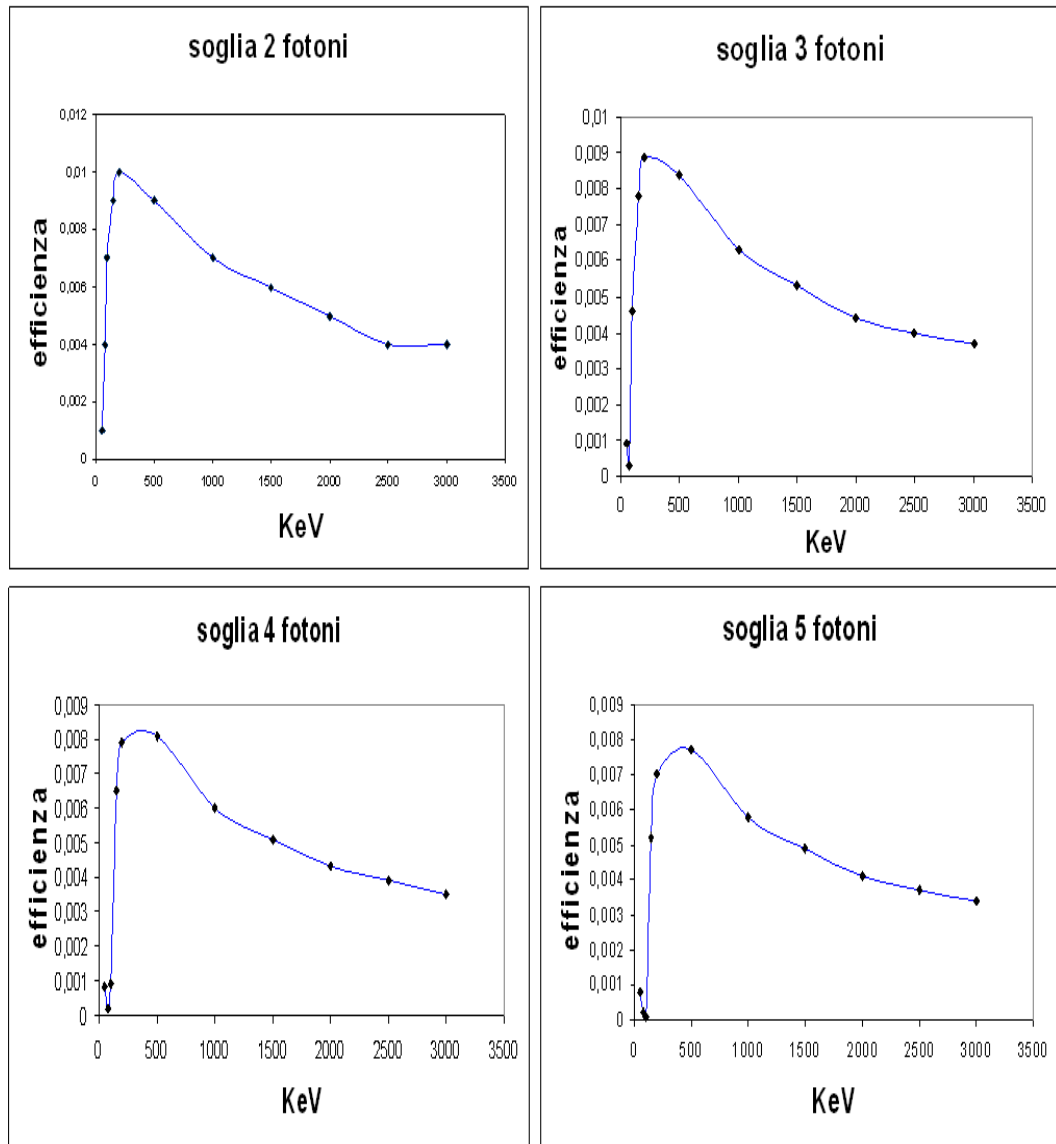


Figura 6.8: curve di efficienza che tengono conto della funzione di attenuazione e delle soglie a 2, 3, 4, 5 fotoni.

Si è visto nel capitolo 4 che per abbattere efficacemente il rumore dei SiPM bisogna mettere una soglia minima di 6 fotoni su entrambi i segnali dei due SiPM che raccolgono la luce di scintillazione agli estremi della fibra scintillante. Queste soglie sono state imposte su tutti i risultati simulati che vengono mostrati in seguito.

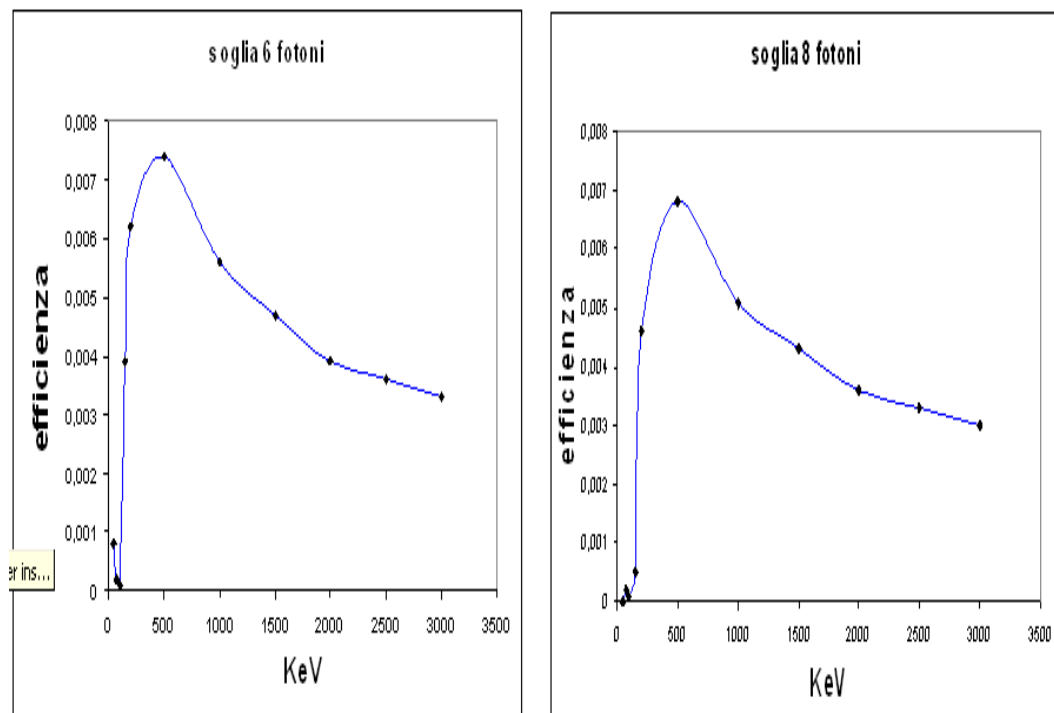


Figura 6.9: queste curve di efficienza sono le più significative poichè le misure sperimentali sono state fatte tutte con soglie a 6 fotoni e soprattutto a 8 fotoni.

Le misure sperimentali riguardano l'interazione dei gamma provenienti dalle sorgenti di ^{137}Cs e ^{60}Co con la fibra scintillante. Le misure sono state eseguite variando la distanza tra la fibra e la sorgente posta in corrispondenza del centro della fibra. A riguardo sono state fatte le simulazioni, che riporteremo di seguito.

Nelle figure 6.10 e 6.11 vengono riportati gli spettri di fotoni, simulati, relativi al ^{60}Co con una soglia, ad ambo gli estremi della fibra, di n fotoni rivelati. Le soglie sono state impostate a 6 e 8 fotoni.

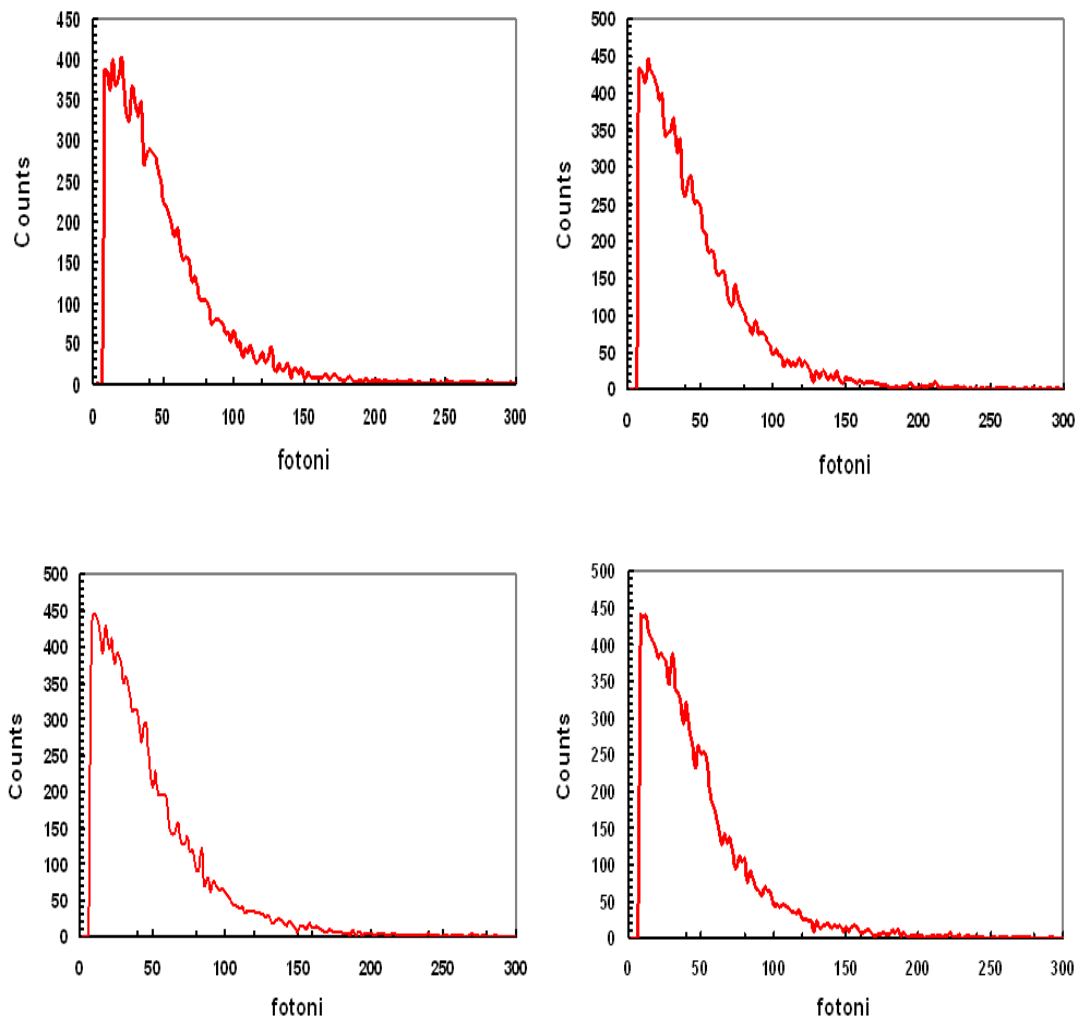


Figura 6.10: in queste figure vengono riportati i risultati degli spettri di fotoni simulati, relativamente al ^{60}Co , ottenuti con soglia a 6 fotoni ad entrambi gli estremi della fibra. I 4 grafici corrispondono a 4 diverse distanze rivelatore-sorgente rispettivamente di 0.612, 1, 2 e 5 cm.

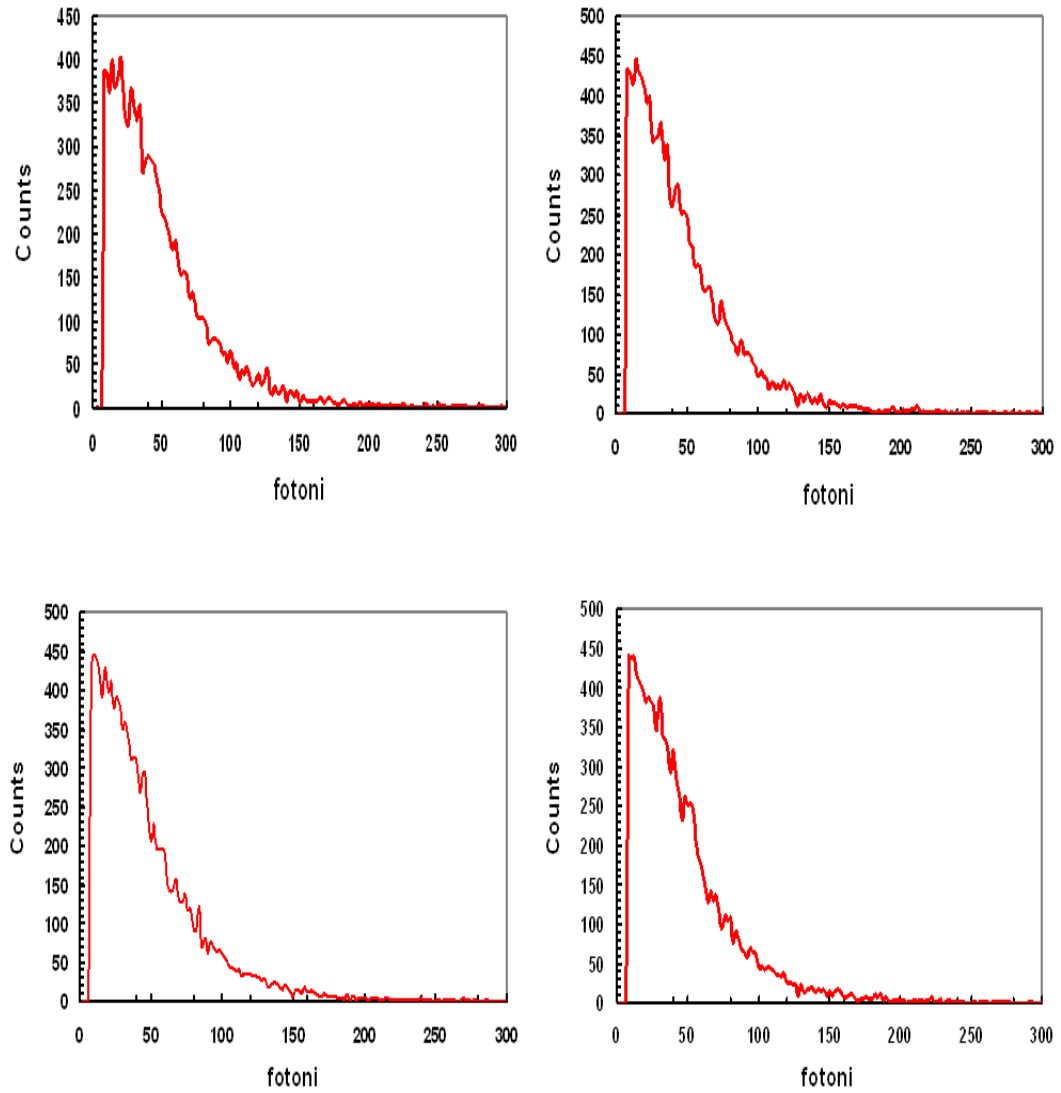


Figura 6.11: questi spettri sono analoghi a quelli di figura 4.13 ma con soglia 8 fotoni.

Negli spettri di figura 6.10 e 6.11, si nota che il numero medio di fotoni che raggiungono gli estremi del rivelatore è circa 50, tale valore ci permette di approssimare la relazione che sussiste tra il numero di *pixel* eccitati ed il numero di fotoni incidenti sul SiPM (vedi eq. 4.4 del capitolo 4) ad una relazione lineare; il fattore di proporzionalità è dato dalla *PDE* del SiPM. Quindi il prodotto tra la *PDE* ed il numero di fotoni che raggiungono gli estremi della fibra fornisce il valore simulato del numero di *pixel* del SiPM

che vengono eccitati. Su tale numero dovranno essere impostate le soglie di discriminazione.

A partire da questi spettri simulati si ricava l'efficienza della fibra. L'integrale degli spettri delle figure 6.10 e 6.11 ci fornisce il numero di eventi di coincidenza relative alle soglie stabilite; quindi dividendo per il numero di fotoni incidenti otteniamo l'efficienza intrinseca riportata in figura 6.12. Moltiplicando quest'ultima per l'efficienza geometrica ricaviamo l'efficienza totale, ovvero il numero di eventi rivelati diviso il numero totale di fotoni incidenti, riportata anche questa in figura 6.12.

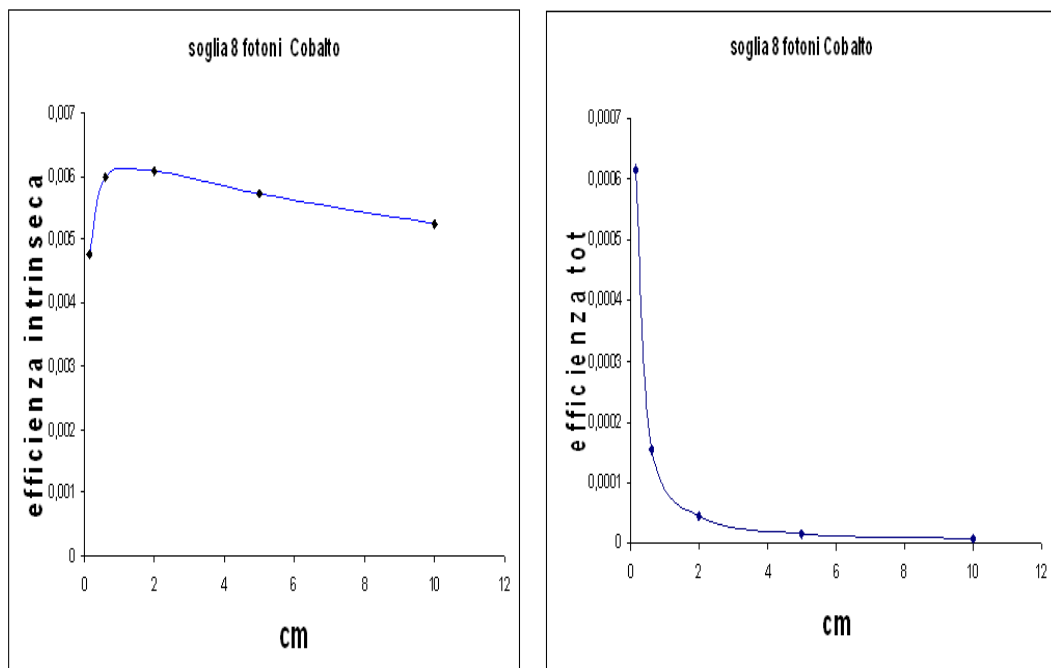


Figura 6.12: in questa figura sono riportati le curve di efficienza intrinseca e totale calcolate a partire dagli spettri di fotoni con soglia 8 fotoni, in funzione della distanza fibra sorgente per il ^{60}Co .

Nella figure 6.13 vengono riportati gli spettri di fotoni simulati, con soglia 8 fotoni, relativi al ^{137}Cs . Mentre l'efficienza intrinseca e totale della fibra, calcolata con la sorgente di ^{137}Cs , sono riportati in figura 6.14.

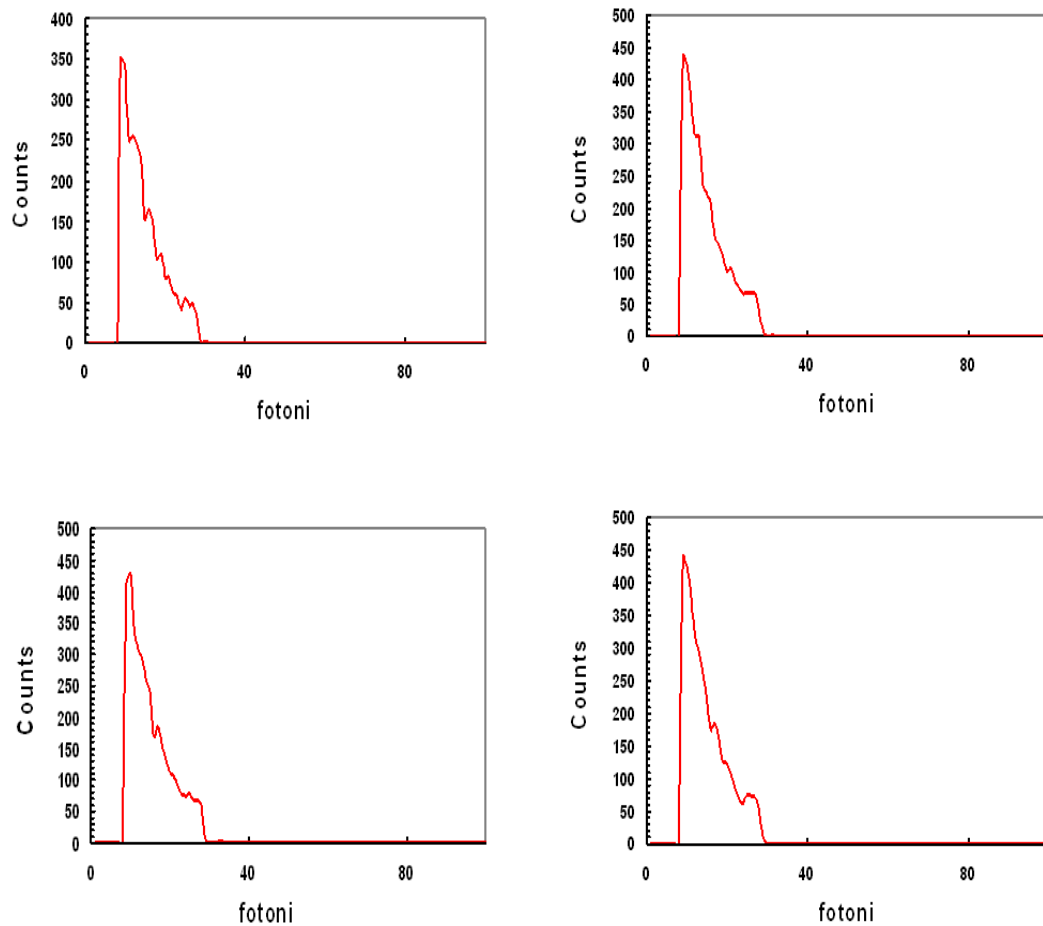


Figura 6.13 : spettri di fotoni ottenuti con un gamma di energia 661 KeV, che corrisponde al gamma emesso dalla sorgente di ^{137}Cs , al variare della distanza tra la sorgente e la fibra, con soglia 8 fotoni.

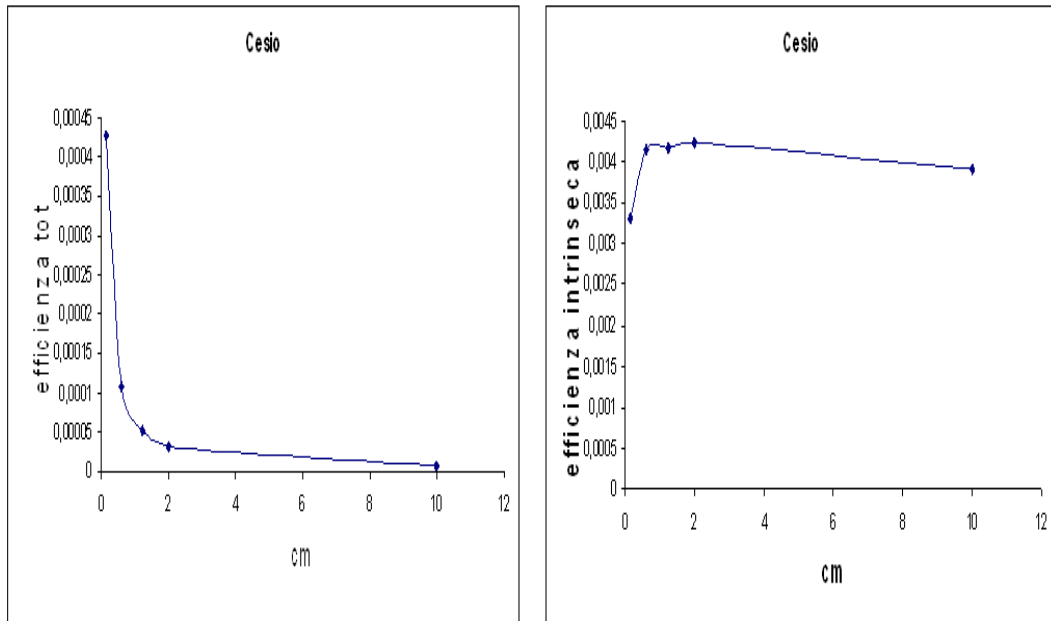


Figura 6.14: in questa figura sono riportate l'efficienza totale e intrinseca calcolate a partire dagli spettri di fotoni simulati del ^{137}Cs imponendo una soglia di 8 fotoni.

Come ci si aspetta l'efficienza totale diminuisce con la distanza, infatti basta ricordare che l'efficienza totale è data dal prodotto tra l'efficienza intrinseca e quella geometrica e che quest'ultima diminuisce con r (vedi figura 6.15).

Di seguito, in figura 6.15, viene riportata l'efficienza geometrica della fibra scintillante, in funzione della distanza della sorgente dalla fibra.

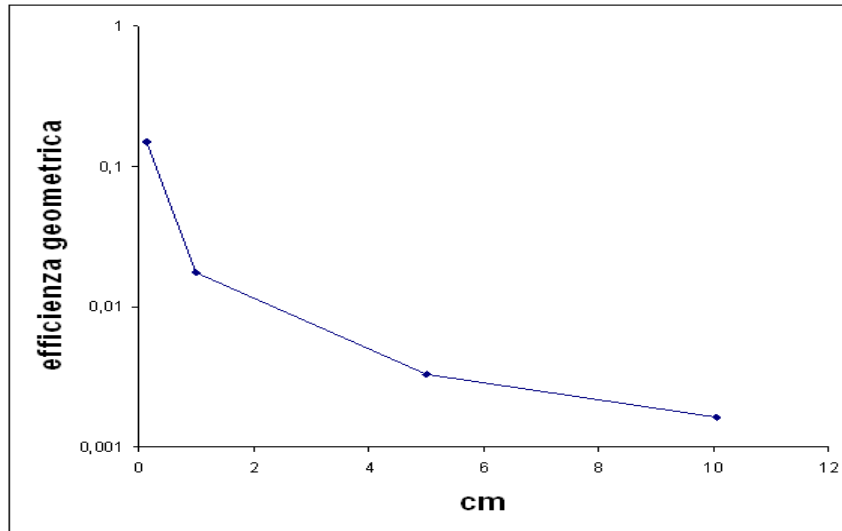


Figura 6.15: la curva rappresenta l'efficienza geometrica della fibra vista dalla sorgente, in funzione della distanza della sorgente dalla fibra.

Come ci si poteva aspettare l'efficienza geometrica diminuisce con r , infatti l'angolo solido sorgente-rivelatore diminuisce all'aumentare della distanza dalla sorgente.

I dati simulati verranno confrontati con quelli sperimentali, discussi nel prossimo paragrafo.

6.2 Le misure sperimentali

Le misure sono state effettuate in condizioni di temperatura ambientale ed a sette differenti distanze, d , tra la sorgente di radiazioni e la fibra scintillante per le due sorgenti gamma di ^{137}Cs e ^{60}Co .

La luce prodotta nella fibra scintillante dai gamma incidenti provenienti dalle due sorgenti di ^{60}Co e ^{137}Cs è rivelata dai due SiPMs che lavorano in

coincidenza. Ai due SiPMs è stata applicata una tensione di alimentazione di 69.7 V.

Le uscite dei due SiPM, osservate con un oscilloscopio, hanno permesso di impostare la soglia di rivelazione a 8 *pixel* eccitati. Le misure più significative sono state eseguite proprio con soglie ad 8 *p.e.* (fotoelettroni). Poichè l'ampiezza del primo picco dei segnali provenienti dall'amplificatore, e quindi dai due SiPM, sono rispettivamente di circa 33V e 42V (vedi figura 6.16), si ricava che le tensioni di discriminazione corrispondenti a 8 *pixel* eccitati sono 260 mV per il SiPM1 e 330 mV per il SiPM2 cioè 8 volte il valore della tensione del primo picco.

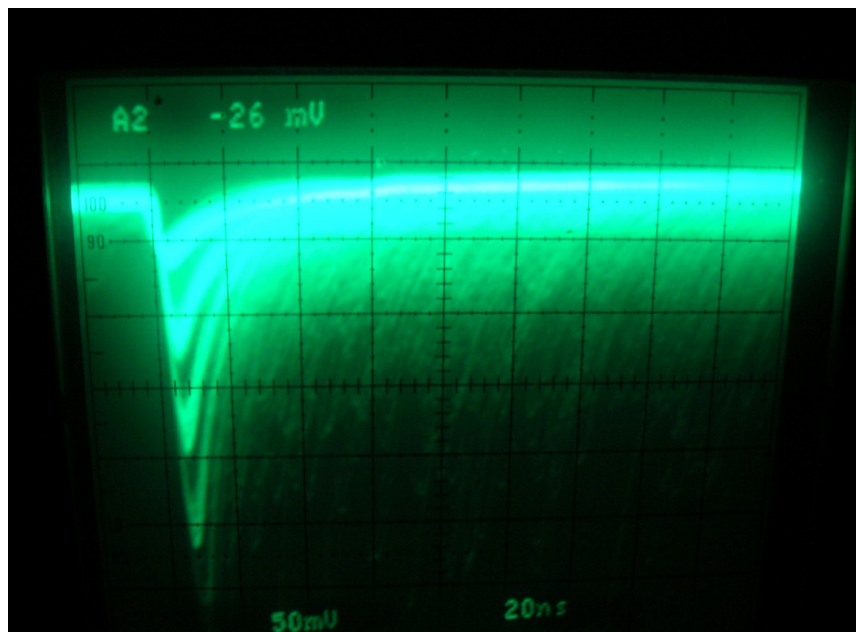


Figura 6.16 : foto del segnale di uscita del SiPM visto all'oscilloscopio. Il primo picco corrisponde ad un fotoelettrone (ovvero ad un *pixel* eccitato), il secondo a due fotoni rivelati e così via.

A causa di un livello di *cross-talk* del 25% [2] tra i segnali provenienti da diverse celle del SiPM, una soglia di 8 *pixel* eccitati corrisponde in media ad un numero effettivo di 6 *pixel* colpiti; questo dato sarà considerato come

la soglia reale che bisogna impostare in fase di analisi dati per il confronto tra dati sperimentali e simulati.

Tra le varie misure inoltre è sempre stata eseguita un'acquisizione dati senza sorgente, in modo da avere informazioni sul fondo.

In conclusione ai dati è stato sottratto il fondo per calcolare la corretta efficienza di rivelazione ε . Inoltre la perdita di informazione dovuta al tempo morto del sistema di acquisizione, che è dell'ordine del ms, è trascurabile poichè il tasso di conteggio riscontrato è molto basso, al massimo è dell'ordine di qualche Hz. Non influisce nemmeno il tempo morto del SiPM che è inferiore al μ s. Infatti sostituendo i valori del rate di

conteggio e del tempo morto nella formula $m = \frac{k/T}{1 - k\tau/T}$ (vedi paragrafo 3.4 del capitolo 3) si ottiene che il rate vero è circa uguale al rate misurato $m \approx k/T$.

In Figura 6.17 vengono mostrati degli spettri in carica del SiPM utilizzato, e registrati dal modulo QDC, per una soglia di rivelazione di 8 *pixel* e per due diverse distanze sia per il ^{137}Cs che per il ^{60}Co . A partire da questi spettri è stata calcolata l'efficienza di rivelazione sperimentale.

I picchi, in Figura 6.17, corrispondono al numero di celle eccitate, dove il primo corrisponde ad 8 celle eccitate essendo tale la soglia imposta, il secondo a 9 e così via.

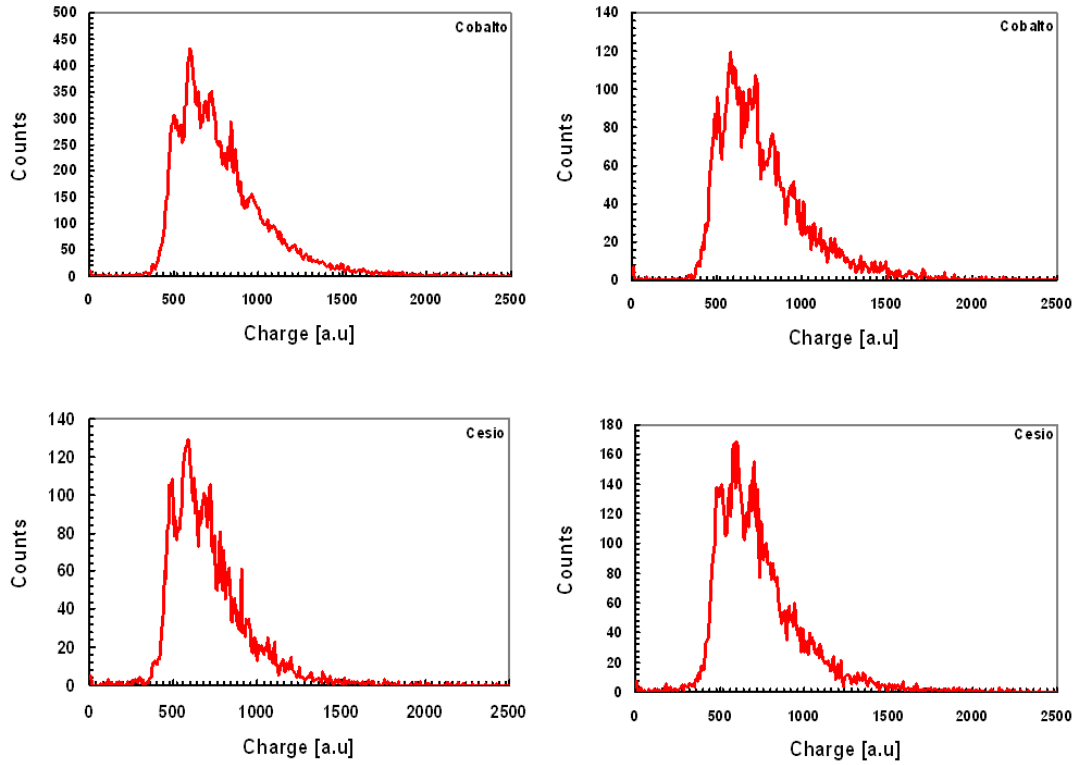


Figura 6.17: spettri in carica per le sorgenti di ^{137}Cs e ^{60}Co , per due diverse distanze sorgente-fibra rispettivamente 6.12 e 12.32 mm.

6.3 Confronto tra dati simulati e sperimentali

La Figura 6.18 mostra l'efficienza di rivelazione misurata per il ^{137}Cs e per il ^{60}Co in funzione della distanza d tra la sorgente radioattiva e la SF. Nella stessa figura viene mostrato, l'andamento dell'efficienza simulata, calcolata da GEANT3.21 con la *routine sch2for* implementata in esso, per lo stesso apparato sperimentale.

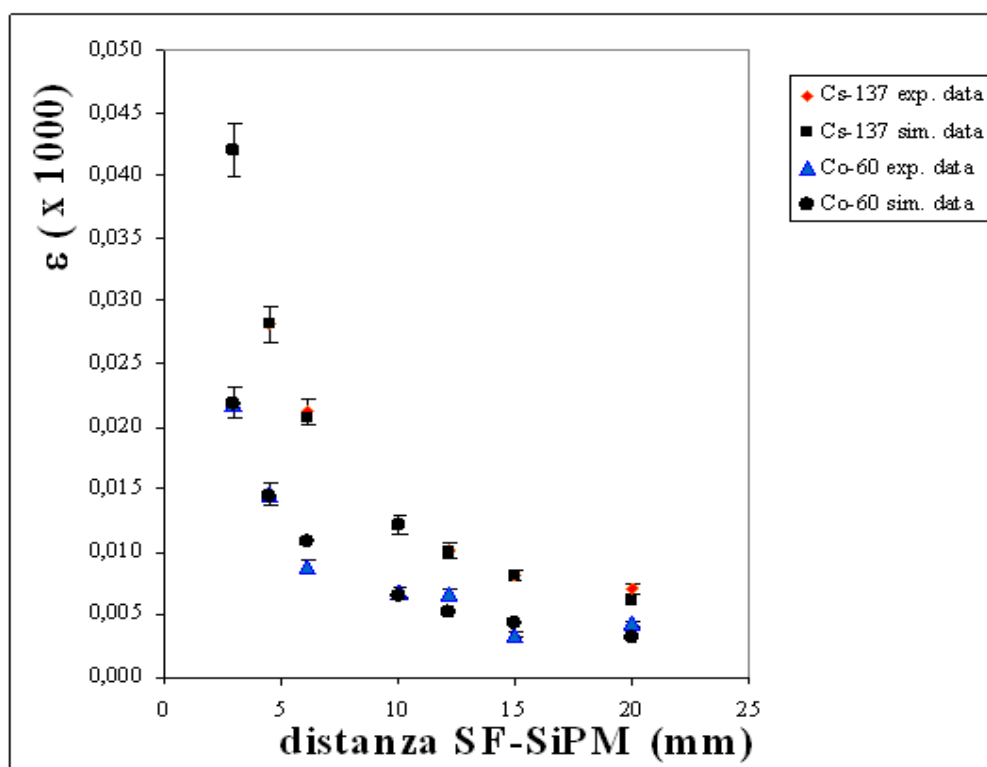


Figura 6.18: in questa figura vengono mostrate le efficienze sperimentali ottenute utilizzando le due sorgenti di ^{137}Cs e ^{60}Co e quelli simulate, in funzione della distanza sorgente-fibra.

L'andamento simulato è ottenuto riscaldando l'efficienza simulata con un fattore di scala (circa 10) determinato dal rapporto tra le efficienze simulate e quelle misurate per ogni sorgente gamma utilizzata. Il livello di accordo tra i dati sperimentali e i dati simulati riscaldati è risultato migliore dell'1%.

Purtroppo nella situazione attuale, è impossibile stimare in modo assoluto l'efficienza di rivelazione ε di questi nuovi sensori utilizzando solo la simulazione, perché molti parametri che influiscono su ε sono difficili da definire con precisione. In particolare, non è possibile riprodurre

esattamente l'effetto di accoppiamento ottico tra le fibre scintillanti ed i due SiPM. Tuttavia, questo è un effetto sistematico, quindi ci si aspetta che, utilizzando lo stesso apparato sperimentale, le efficienze di rivelazione misurata e simulata devono essere proporzionali; ciò sta ad indicare appunto che un fattore di scala può essere utilizzato per confrontare i risultati ottenuti dalla simulazione con i risultati sperimentali.

Nella tabella 1 si riportano i dati dell'efficienza di rivelazione ε in funzione della distanza d tra la sorgente radioattiva e la fibra scintillante, utilizzando la sorgente di ^{137}Cs , e le incertezze stimate. Allo stesso modo nella tabella 2 sono riportati gli stessi dati per la sorgente di ^{60}Co .

Tabella 1 – misure dell'efficienza ε per la sorgente di ^{137}Cs

distanza sorgente-SF (mm)	efficienza ε (x 1000)	incertezza sull'efficienza (x 1000)
3.0	0.0420	0.0022
4.54	0.0281	0.0014
6.12	0.0212	0.0011
10.0	0.0121	0.0007
12.132	0.0101	0.0006
15.0	0.0081	0.0005
20.0	0.0070	0.0004

Tabella 2 – misure dell'efficienza ε per la sorgente di ^{60}Co

distanza sorgente-SF (mm)	efficienza ε (x 1000)	incertezza sull'efficienza (x 1000)
3.0	0.0219	0.0013
4.54	0.0146	0.0009
6.12	0.0088	0.0005
10.0	0.0068	0.0004
12.132	0.0066	0.0004
15.0	0.0034	0.0002
20.0	0.0043	0.0003

Conclusioni

Con questo lavoro si è cercato di sviluppare un nuovo dispositivo per il monitoraggio, *on-line* e a distanza, delle scorie radioattive contenute nei fusti di un sito di stoccaggio. Il dispositivo studiato si presta bene a tale scopo, sono proprio per le sue caratteristiche, quali:

- costi ridotti;
- possibilità di avere informazioni tridimensionali sulla radiazione emessa dalle scorie contenute nei fusti; ciò è reso possibile grazie al fatto che la fibra oltre a presentare una buona flessibilità, ha una lunghezza di attenuazione sufficientemente grande (circa 3 metri) per trasportare la luce di scintillazione, prodotta in un punto della fibra dalla radiazione ionizzante proveniente dalle scorie, alle sue estremità dove viene accoppiata ai SiPM. Informazioni tridimensionali possono essere quindi ottenute circondando i fusti con un sistema di n fibre disposte sia orizzontalmente che verticalmente in modo da formare una griglia (vedi figura 6.19)

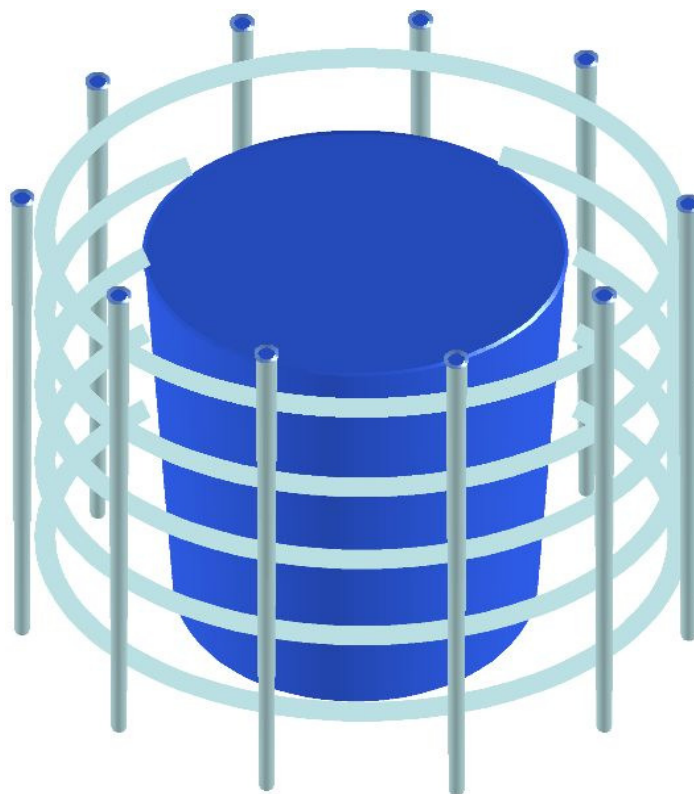


Figura 6.19: fusto radioattivo rivestito con n fibre disposte sia orizzontalmente che verticalmente.

Con questo sistema di rivelazione è possibile individuare oltre che il fusto danneggiato, all'interno del sito di stoccaggio, anche il punto di fuoriuscita del materiale radioattivo del fusto danneggiato riducendo così le movimentazioni dei fusti ed il tempo di intervento e quindi la probabilità di incidenti. A tale scopo sicuramente saranno utili ulteriori simulazioni dell'apparato di rivelazione descritto in figura 6.19, quando saranno disponibili anche dei dati sperimentali.

- modalità di funzionamento come contatori di eventi: il rivelatore studiato permette di contare il numero di eventi e quindi il *rate* degli eventi. Questo permette di stabilire una eventuale rottura del fusto, poichè in conseguenza di tale rottura ci sarebbe un aumento del *rate*

di eventi rivelati. Inoltre questo è reso possibile dal fatto che con il rivelatore studiato è possibile misurare elevati *rate* di conteggio grazie alla rapidità della risposta sia della fibra che del SiPM.

- resistenza alla radiazione: durante tutto il periodo di misure la fibra ha dato risultati riproducibili e coerenti con le misure sperimentali. Ovviamente un utilizzo in campo, e per più lunghi periodi, di questo nuovo dispositivo consentirebbe di validarne in modo completo le prestazioni.

Appendice A

Calcoli cinematici

1) Energie di un fotone diffuso da un elettrone

Utilizzando il formalismo dei quadri-vettori nella diffusione elastica di fotoni da parte di elettroni liberi si ha:

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$$

$$p_\gamma + p_e = p_{\gamma'} + p_{e'}$$

$$(p_\gamma - p_{\gamma'})^2 = (p_{e'} - p_e)^2$$

$$\begin{aligned}(p_\gamma - p_{\gamma'})^2 &= \frac{E_\gamma^2}{c^2} - \vec{p}_\gamma^2 + \frac{E_{\gamma'}^2}{c^2} - \vec{p}_{\gamma'}^2 - \frac{2E_\gamma E_{\gamma'}}{c^2} + 2\vec{p}_\gamma \vec{p}_{\gamma'} \cos \vartheta = \\ &= \frac{2E_\gamma E_{\gamma'}}{c^2} (1 - \cos \vartheta)\end{aligned}$$

in quanto per i fotoni $p = E/c$.

$$(p_{e'} - p_e)^2 = \frac{E_{e'}^2}{c^2} - \vec{p}_{e'}^2 + \frac{E_e^2}{c^2} - \vec{p}_e^2 - \frac{2mc^2 E'}{c^2} = 2m^2 c^4 - 2mc^2 E'$$

(considerando l'elettrone in quiete: $p_e = 0$ e $E = mc^2$)

Ed inoltre, dalla conservazione dell'energia:

$$E_\gamma + mc^2 = E_{\gamma'} + E'$$

$$E' = E_\gamma + mc^2 - E_{\gamma'}$$

Sostituendo :

$$-\frac{E_\gamma E_{\gamma'}}{c^2(1 - \cos \vartheta)} = m^2 c^4 - mc^2 E' = mc^2 (E_{\gamma'} - E_\gamma)$$

Da cui :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \vartheta)}$$

che rappresenta l'energia del fotone diffuso in funzione dell'angolo di scattering ϑ .

per $\vartheta=0$

$$E_{\gamma'}^{\max} = E_\gamma \quad E_e^{\min} = 0$$

per $\vartheta=\pi$

$$E_{\gamma'}^{\min} = \frac{m_e c^2}{2 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma}} \quad E_e^{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}$$

2) Produzione di coppie

Il processo di produzione di coppie non può avvenire nel vuoto [8]. Infatti, per la conservazione del 4-momento si ha:

$$1 \rightarrow 2 + 3$$

$$p_\gamma = p_1 + p_2$$

$$(p_\gamma)^2 = (p_1 + p_2)^2$$

$$0 = m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + \frac{2E_1 E_2}{c^2} - 2 \vec{p}_1 \vec{p}_2 =$$

$$= m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + \frac{2E_1 E_2}{c^2} + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2| > 0$$

Infatti il 4-impulso di particelle dotate di massa è sempre una quantità positiva.

Appendice B

Listato del programma e Descrizione delle routines Di GEANT3.21

1) Il programma ge_nt

```
C
C*****
C      MonteCarlo per simulare la risposta di una          *
C      fibra scintillante ad una sorgente di radiazioni.    *
C      Autori: Marco Capogni - Vincenzo Febbraro          *
C      Data: Novembre 2008
C*****
C
C      PROGRAM ge_nt

      parameter (ng=100000,nh=10000)

      common/gcbank/q(ng)
      common/pawc/h(nh)

      common/spt/e,e_tot,s(1000)
      character*30 nuc
      common/sfi/nuc
      integer kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s
      common/spt1/kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s

      real cl,cr,ct,dl,dr,sdx,sdy,sdz
      common/dete/cl,cr,ct,dl,dr,sdx,sdy,sdz
      real sr,st,sd,sbx,sby,sbz
      common/smp/sr,st,sd,sbx,sby,sbz

      common/vcut/eth
      REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
      REAL EMMU,PMASS,AVO

      INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
      COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

      REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
      COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
```

```

include '/cern/pro/common/gckind.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c.f'
common/random/idum

character*30 aa
data pi/3.1415926535/

c
call getarg(1,nuc)

c
open(7,file='dete.dat',status='old')
read(7,*) cl
read(7,*) cr
read(7,*) ct
read(7,*) dl
read(7,*) dr
read(7,*) sdx
read(7,*) sdy
read(7,*) sdz
read(7,*) kflag
read(7,*) e_tot
read(7,*) ethresh
read(7,*) k_flaga
close(7)

c
eth=1.0e-06*ethresh

c
open(7,file='sample.dat',status='old')
read(7,*) sr ! sample radius
read(7,*) st ! sample thickness
read(7,*) sd ! sample density
read(7,*) sbx ! sample x centre of gravity
read(7,*) sby ! sample y centre of gravity
read(7,*) sbz ! sample z centre of gravity
close(7)

c
c
c
open&close file .evt

OPEN(44,FILE='event.evt',STATUS='new',
& FORM='unformatted')
CLOSE(44)

c
do i=1,1000
  s(i)=0.
enddo

c

```

```

n_te=0
C
C*****
C
idum=-1

call gzebra(ng)    ! GEANT, ZEBRA storage initialization

call hlimit(-nh)

call hplint(1)

call timest(1.e15)

call uginit ! User initialization

call grun        ! MAIN run

call uglast      ! User END routine

open(9,file=nuc(1:itrim(nuc))//'.spt',status='unknown')

do i=1,1000
  write(9,*) i*e_tot/1000.,s(i)
enddo
close(9)

ISUM_S=0.
DO I=1,1000
  ISUM_S=ISUM_S+S(I)
ENDDO
C
open(10,FILE='event.ict',STATUS='UNKNOWN')
write(10,*) NCASES,ICAS,NSTART,NINTR,NGOODP
write(10,*) WMIN,WMAX,PHMAX,PHP1,PHP2
write(10,*) kflag,k_flgga
CLOSE(10)
C
write(*,*)'Angoli di estrazione'
C
print *, 'thmin,wmax =',thmin*180./pi,wmax
print *, 'thmax,wmin =',thmax*180./pi,wmin
C
print *, 'phmax =',phmax*180./pi
C
write(*,*)'Dati di Uscita'
C
print *, 'gamma-energy (keV) = ',e_tot
print *, 'n° eventi di input = ',ncases
print *, 'n° eventi estratti = ',nstart
print *, 'n° eventi buoni    = ',ngoodp

if(kflag.eq.0)then
print *, 'No energy resolution'
else
print *, 'YES energy resolution'
endif

```

```

        if(k_flaga.eq.0)then
        print *, 'NO limiti su angoli ed energia depositata'
        else
        print *, 'SI limiti su angoli ed energia depositata > 0 keV'
        endif
c
END

SUBROUTINE UGINIT
parameter (ng=100000,nh=10000)
common/gcbank/q(ng)

common/pawc/h(nh)
parameter (iszffc=10000)
common/cfread/ffdefn(iszffc)

real cl,cr,ct,dl,dr,sdx,sdy,sdz
common/dete/cl,cr,ct,dl,dr,sdx,sdy,sdz
real sr,st,sd,sbx,sby,sbz
common/smp/sr,st,sd,sbx,sby,sbz

common/spt/e,e_tot,s(1000)
character*30 nuc
common/sfi/nuc

integer kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s
common/spt1/kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s

common/vcut/eth

REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

real Tteta

real rans(6)

include '/cern/pro/common/gckind.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'

```

```

include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'

real vbox(3),vcrys(3)
real vmans(3),vmant(3),vmanb(3)
real vcore(3),vdtop(3),vcone(5)
real vdsid(3),vwin(3),vdinn(3)
real vcont(3),vsample(3),vdt2(5)

real AGe(1),ZGe(1),wGe(1)
real Apl(2),Zpl(2),wpl(2)
real Aw(2),Zw(2),ww(2)
real Apx(3),Zpx(3),Wpx(3)
real Apol(2),Zpol(2),Wpol(2)

data vbox/300.,300.,300./
data vmans/0.,0.,0./
data vmant/0.,0.,0./
data vmanb/0.,0.,0./
data vdtop/0.,0.,0./
data vdt2/0.,0.,0.,0.,0./
data vdsid/0.,0.,0./
data vdinn/0.,0.,0./
data vcrys/0.,0.,0./
data vcore/0.,0.,0./
data vwin/0.,0.,0./
data vcone/0.,0.,0.,0.,0./
data vsample/0.,0.,0./
data vcont/0.,0.,0./

data AGe,ZGe,wGe/72.59,32.0,1./
data Zpl,Apl,wpl/1.,6.,1.0079,12.011,0.144,0.856/
data Aw,Zw,ww/16.,1.,8.,1.,1.,2./
data Apx,Zpx,Wpx/12.011,1.0079,15.9994,6.,1.,8.,5.,8.,2./
data Apol,Zpol,Wpol/12.011,1.0079,6.,1.,8.,8./

include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c'

vmans(1)=cr-ct
vmans(2)=cr
vmans(3)=cl/2.

vcrys(1)=0.
vcrys(2)=dr
vcrys(3)=dl/2.

vsample(1)=0.
vsample(2)=sr
vsample(3)=st/2.

! Initialise program counter

OPEN (4,FILE='event.ict',STATUS='OLD')
read(4,*) NCASES,ICAS,NSTART,NINTR,NGOODP

```

```

read(4,*) WA,WB,WC,WD,WE
read(4,*) k1,k2
CLOSE(4)

! reset count variables

IBUF    = 1
ICM     = 0
ICAS    = 0
NSTART  = 0
NINTR   = 0
NGOODP  = 0

! reset cut flag

K_FL A1 = 1
K_FL A2 = 1

WRITE(*,*) 'NCASES =', NCASES
WRITE(*,*) 'ICAS   =', ICAS
WRITE(*,*) 'IBUF   =', IBUF
WRITE(*,*) 'NSTART =', NSTART
WRITE(*,*) 'NINRT  =', NINTR
WRITE(*,*) 'NGOODP =', NGOODP
WRITE(*,*) 'NRNDM  =', NRNDM
C
! initialize cutoff energy

cutgam = 0.00001 ! 10 keV
cutele = 0.00001
cutmuo  = 0.00001
cutneu  = 0.00050
cuthad  = 0.00010

maxnst = 20000 ! allow lots of steps(in case photon hits Pb)

! set geant flags

idcay = 1 ! (D) flag to set decay sampling
imuls = 1 ! (D) use Moliere multiple scattering
iloss = 2 ! (D) continuous energy loss without delta ray prod
iphot = 1 ! (D) photo-effect with electron production
icomp = 1 ! (D) compton scattering with electron production
ipair = 1 ! (D) pair prod with generation of e+/e- pair
ibrem = 1 ! (D) brems with gamma prod
irayl = 0 ! (D) no Rayleigh scattering
irayl = 1 ! (D) delat rays with e production
ianni = 1 ! (D) e+ annihilation with gamma production
ipfis = 0 ! (D) no photo-fission
imunu = 0 ! no muonic nuclear interaction (D=1)
ihadr = 1 ! (D) use Gheisha tracking below 5 GeV

open(3,status='OLD')
call ginit                ! GEANT initialization
call ffini(iszffc)        ! FF CARDS initialization
call ffs('LINP',3)       ! FF input file number (for003)
call ffs('LOUT',6)       ! FF output file number
call gffgo                ! Read in FF CARDS

```

```

close(3)

call gzinit                      ! ZEBRA initialization
call gdinit

timint = 10000000.0
itime  = 100000000

call gpart                      ! Read in particles
call gmate

CALL GHEINI

call  gsmixt(20,'water',Aw,Zw,sd,-2,ww)
call  gsmixt(21,'polystyrene',Apol,Zpol,1.032,-2,Wpol)
call  gsmixt(22,'plexiglas',Apx,Zpx,1.18,-3,Wpx)

call  gstmed(1,'air',15,0,0,0,0.1,1.E10,0.1,1.E-5,0.01,ub,1)
call  gstmed(2,'poly',21,1,0,0,0.1,1.E10,0.1,1.E-5,0.01,ub,1)
call  gstmed(3,'plex',22,0,0,0,0.1,1.E10,0.1,1.E-5,0.01,ub,1)
call  gstmed(8,'vac',16,0,0,0,0.1,1.E10,0.1,1.E-5,0.01,ub,1)
call  gstmed(9,'wa',20,0,0,0,0.1,1.E10,0.1,1.E-5,0.01,ub,1)

call  gsvolu('envl','BOX ',1,vbox,3,ibox)
call  gsvolu('mans','TUBE',3,vmans,3,imans)
call  gsvolu('crys','TUBE',2,vcrys,3,icrys)

call  gsvolu('samp','TUBE',1,vsample,3,isample)
c
c  Define side housing of the crystal
c
  xi=sdX
  yi=sdY
  zi=sdZ
  call gspos('mans',1,'envl',xi,yi,zi,0,'ONLY')
c
  xi=sdX
  yi=sdY
  zi=sdZ
  call gspos('crys',1,'envl',xi,yi,zi,0,'ONLY')
c
c  option for large source
c
  xi=sbx
  yi=sby
  zi=sbz
  call gspos('samp',1,'envl',xi,yi,zi,0,'ONLY')

call ggclos
c
c  GRAPHICS
c
c*****

call gdraw('envl',90.,90.,0.,10.,10.,.5,.5)
c  call gdraw('envl',90.,90.,90.,15.,15.,.5,.5)

```

```

call gphysi                                ! Read in physics

call gbhsta

call grndmq(1,1,1,' ')

!*****
  write(*,*)'* Monte-carloing the sampling angles-please
  &be patient *'

!*****

  thmax=0.
  thmin=pi
  phmax=0.

  iin=0

  do while(iin.lt.100000)
    call grndm(rans,6)
c
c    point in the source
c
    x0 = sbx+(1.-2.*rans(1))*sr/2.
    y0 = sby+(1.-2.*rans(2))*sr/2.
    z0 = sbz+(1.-2.*rans(3))*st/2.
c
c    point in the detector
c
    xd = sdx+(1.-2.*rans(4))*dr
    yd = sdy+(1.-2.*rans(5))*dr
    zd = sdz+(1.-2.*rans(6))*dl/2.
c
    r1=(xd-x0)
    r2=(yd-y0)
    r3=(zd-z0)
    rb=sqrt(r1*r1+r2*r2+r3*r3)

    ui=r1/rb
    vi=r2/rb
    wi=r3/rb

    iin=iin+1

    call angol(ui,vi,wi,the,phe,Tteta)

    if(phe.ne.0.)phe=atan(vi/ui)
    if(the.ge.thmax)then
      thmax=the
      wmin=cos(thmax)
    endif
    if(the.le.thmin)then
      thmin=the
      wmax=cos(thmin)
    endif

```

```

        if(abs(phe).ge.phmax)then
            phmax=phe
            uimax=ui
            vimax=vi
            wimax=wi
        endif
        if(mod(iin,10000).eq.0)write(*,*)'iin=',iin
    enddo

! for safety slightly increase the sampling limits

c      amx=acos(wmax)*180./pi
c      ami=acos(wmin)*180./pi

c      amx=amax1(amx-2.0,0.0)*pi/180.
c      ami=amin1(ami+2.0,180.0)*pi/180.

c      wmax = cos(amx)
c      wmin = cos(ami)

      thmax = acos(wmin)
      thmin = acos(wmax)
c      phmax = 1.04*phmax
c
      php1=phmax
      php2=twopi-phmax
c
      write(*,*)'Angoli di estrazione'
c
      print *, 'thmin,wmax =',thmin*180./pi,wmax
      print *, 'thmax,wmin =',thmax*180./pi,wmin
c
      print *, 'phmax,php1,php2 =',phmax*180./pi,
& php1*180./pi,php2*180./pi
c
      write(*,*)'Dati di Ingresso'
c
      print *, 'gamma-energy (keV) = ',e_tot
      print *, 'n° eventi di input = ',ncases
      print *, 'n° eventi estratti = ',nstart
      print *, 'n° eventi buoni    = ',ngoodp

      if(kflag.eq.0)then
          print *, 'No energy resolution'
      else
          print *, 'YES energy resolution'
      endif

      if(k_flaga.eq.0)then
          print *, 'No limiti su angoli ed energia depositata'
      else
          print *, 'SI limiti su angoli ed energia depositata > 0 keV'
      endif

      pause

      sch_name = nuc(1:itrim(nuc))

```

```

write(*,*)'nuclide=',sch_name
call sch2for3_init

END

SUBROUTINE UGLAST
REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

include '/cern/pro/common/gcking.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c.f'
call glast ! GEANT termination
END

SUBROUTINE GUKINE ! Initial particle kinematics

REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

real Tteta,Dx,Sx,d

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

include '/cern/pro/common/gcking.inc'

```

```

include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c.f'

common/spt/e,e_tot,s(1000)
character*30 nuc
common/sfi/nuc

integer kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s
common/spt1/kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s

common/vcut/eth

real cl,cr,ct,dl,dr,sdx,sdy,sdz
common/dete/cl,cr,ct,dl,dr,sdx,sdy,sdz
real sr,st,sd,sbx,sby,sbz
common/smp/sr,st,sd,sbx,sby,sbz

DIMENSION XCO(3)

real p2vert(3)

! CLEAR OUT EVENT SPACE

J=IBUF
DO I=1,3
    ORIGIN(J,I)=0.
    HIT(J,I)=0.
ENDDO
DO I=1,4
    MOM_PH(J,I)=0.
END DO
EP_FS(J)=0.

e=0.

66 continue
c
call grndm(x0,1)
x0=sbx+(1.-2.*x0)*sr/2.
call grndm(y0,1)
y0=sby+(1.-2.*y0)*sr/2.
call grndm(z0,1)
z0=sbz+(1.-2.*z0)*st/2.

```

```

d=sqrt((x0-sdx)*(x0-sdx)+(y0-sdy)*(y0-sdy))

C
NSTART=NSTART+1 ! increment photons number product in target

xco(1) = x0
xco(2) = y0
xco(3) = z0
C
CALL GMEDIA(XCO,IMED)
C
IF(IMED.NE.9)THEN
C   PRINT *,'origin not in the sample!'
C   GOTO 66 ! origin must be in Sample (Water)
ENDIF
C
TO DEFINE THE ABSORPTION INTO THE SAMPLE
C
C   .....
C   GOTO 66 ! ABSORBED INTO THE SAMPLE -> TRY AGAIN
C
NINTR = NINTR+1 !INCREMENT PHOTON NUMB. THAT GOT INTO SAMPLE
C
vert(1)=x0
vert(2)=y0
vert(3)=z0

call gsvert(vert,0,0,ub,1,nvt(1))

call sch2for3_trigger

EK=PVERT(4)
C
IF((EK.LT.ETH).AND.(ICAS.NE.0))THEN
  print *,'ek=',ek,icas
C   K_FLAl=0 ! TRY AGAIN
ENDIF
C
do i=1,3
p2vert(i)=pvert(i)*pvert(i)
enddo
C
pp=sqrt(p2vert(1)+p2vert(2)+p2vert(3))
ppb=sqrt(pvert(4)*pvert(4)-amass*amass)
C
up=pvert(1)/pp
vp=pvert(2)/pp
wp=pvert(3)/pp

C
CALL ANGOL(UP,VP,WP,THP,PHP,Tteta)
C
NGOOPD=NGOOPD+1 ! INCREMENT NUMBER OF THE GOOD PARTICLE

origin(ibuf,1) = x0
origin(ibuf,2) = y0
origin(ibuf,3) = z0
C

```

```

hit(ibuf,1) = wp
hit(ibuf,2) = thp
hit(ibuf,3) = php

c
c      print *, 'THP,PHP,thmin,thmax,php1,php2=', THP,PHP,thmin,
c      & thmax,php1,php2

      IF ( (PHP.le.php1.or.PHP.ge.php2) .and.
& (THP.ge.thmin.or.TH P.le.thmax) ) THEN
      IF (WP.EQ.0.) THEN
          Dx=dl/2.+sdz-z0
          Sx=dl/2.-sdz+z0
          POINT(ibuf,2)=Sx
          POINT(ibuf,1)=Dx
      ELSE
      IF (Tteta.gt.0.) THEN
          Dx=(dl/2.+sdz)-(z0+(d/(Tteta/WP)))
          Sx=(dl/2.-sdz)+(z0+(d/(Tteta/WP)))
          POINT(ibuf,2)=Sx
          POINT(ibuf,1)=Dx
      ENDIF
      ENDIF
      ENDIF

      do i=1,4
          mom_ph(ibuf,i)=pvert(i)
      enddo

      END

      SUBROUTINE GUDIGI
      REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
      REAL EMMU,PMASS,AVO

      REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
      COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

      INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
      COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

      REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
      COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

      include '/cern/pro/common/gcking.inc'
      include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
      include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
      include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
      include '/cern/pro/common/gctime.inc'
      include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
      include '/cern/pro/common/gckine.inc'
      include '/cern/pro/common/gclist.inc'
      include '/cern/pro/common/gconst.inc'
      include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
      include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
      include '/cern/pro/common/gcsets.inc'

```

```

include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c.f'
! User routine to digitalize one event
RETURN
END

SUBROUTINE GUOUT
REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

include '/cern/pro/common/gcking.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c.f'

common/spt/e,e_tot,s(1000)
character*30 nuc
common/sfi/nuc

integer kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s
common/spt1/kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te,isum_s

common/vcut/eth

common/random/idum

real p2vert(3)
C
C*****
C
C      Energy Resolution IN (kflag = 0)      *
C
C*****

```

```

C
      if(kflag.ne.0)then
        fwhm=0.835+(1.71-0.835)*e*1.e6/1332.
        sigma=fwhm/2.35
      else
C
C*****
C
C      Energy Resolution OUT (kflag <> 0)      *
C
C*****
C
      sigma=0.
C
C*****
C
      endif

      e=e+sigma*gasdev(idum)*1.e-6

      IF (K_FLAGA.EQ.1) THEN

        IF (EP_FS(IBUF).LE.ETH) THEN
C          K_FLA2=0                ! e_p must be > eth
          ENDIF

        K_FLA=K_FLA1*K_FLA2

        IF (K_FLA.EQ.0) THEN

          K_FLA1 = 1
          K_FLA2 = 1

          RETURN                ! cut on energy deposited

        ENDIF

      ENDIF

      j=e*1.e6*1000./e_tot+0.5
      if (j.gt.0.and.j.le.1000) then
        s(j)=s(j)+1.
        n_te=n_te+1
      endif

      icas = icas + 1
      ibuf = ibuf + 1

      IF (MOD(ICAS,10000).EQ.0) THEN
        if(icm.eq.0)then
          WRITE(*,*) 'IEVENT,NSTART, ICAS, NCASES, NGOODP='
        endif
        WRITE(*,*) IEVENT,NSTART, ICAS, NCASES, NGOODP
        icm=icm+1
      ENDIF

      IF (IBUF.LE.100) RETURN ! BUFFER NOT YET FULL

```

```

OPEN(11,FILE='event.evt',STATUS='OLD',
& FORM='UNFORMATTED',ACCESS='APPEND')
DO J=1,100
  WRITE(11) (ORIGIN(J,I),I=1,3)
  WRITE(11) (HIT(J,I),I=1,3)
  WRITE(11) (MOM_PH(J,I),I=1,4)
  WRITE(11) (EP_FS(J))
  WRITE(11) (POINT(J,I),I=1,2)
END DO
CLOSE (11)

IBUF = 1

K_FLAl = 1
K_FLAl2 = 1

if(icas.ge.ncases)ieorun=1 ! stop run

return
END

SUBROUTINE GUTREV
REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

include '/cern/pro/common/gckinc.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckinc.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_par.c.f'
call gtreve
END

SUBROUTINE GUTRAK
REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

```

```

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

include '/cern/pro/common/gckind.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_parc.f'
call gtrack
END

SUBROUTINE GUSTEP

REAL PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,
& RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
REAL EMMU,PMASS,AVO

REAL ORIGIN,HIT,MOM_PH,EP_FS,POINT
COMMON /EVENT/ ORIGIN(100,3),HIT(100,3),
& MOM_PH(100,4),EP_FS(100),POINT(100,2)

INTEGER IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM
COMMON/ICOUNT/IBUF,NSTART,NINTR,NGOODP,ICAS,NCASES,ICM

REAL wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2
COMMON/LANG/wmin,wmax,phmax,thmin,thmax,php1,php2

include '/cern/pro/common/gckind.inc'
include '/cern/pro/common/gctmed.inc'
include '/cern/pro/common/gcvolu.inc'
include '/cern/pro/common/gcphys.inc'
include '/cern/pro/common/gctime.inc'
include '/cern/pro/common/gcflag.inc'
include '/cern/pro/common/gckine.inc'
include '/cern/pro/common/gclist.inc'
include '/cern/pro/common/gconst.inc'
include '/cern/pro/common/gcunit.inc'
include '/cern/pro/common/gctrak.inc'
include '/cern/pro/common/gcsets.inc'
include '/cern/pro/common/gclink.inc'

```

```

include '/cern/pro/common/gcnum.inc'
include 'sch2forc.f'
include 's2fe_parcc.f'

parameter (ng=100000)
common/gcbanq/q(ng)

common/spt/e,e_tot,s(1000)
character*30 nuc
common/sfi/nuc

integer kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te, isum_s
common/spt1/kflag,k_flaga,k_flg1,k_flg2,
& n_te, isum_s

common/vcut/eth

! first check geant control flags

if (ieorun.ne.0.or.ieotri.ne.0)then
  print *, 'icas,ievent,ieorun,ieotri='
  print *, icas,ievent,ieorun,ieotri
  return
endif

IF (MOD (ICAS,100) .EQ. 0) THEN

  call gdcxyz

ENDIF

if (names(nlevel).eq.'crys')then
  e=e+destep
  EP_FS (IBUF)=EP_FS (IBUF)+DESTEP
endif

if (ngkine.gt.0) then
  do ig = 1, ngkine
    iflgk(ig) = 1
  enddo
  call gsking(0)
  do ig = 1, ngkine
    niv_metas_nt(iflgk(ig)) = niv_metas_nt(itra)
  enddo
endif

END

SUBROUTINE ANGOL(X,Y,Z,TH,PH,XY)
REAL CONV,X,Y,Z,PH,TH
PARAMETER (PI=3.1415926535)
PARAMETER (TWOPI=6.283185308)
PARAMETER (CONV=1.74532925199E-02)

```

```

XY = SQRT(X*X+Y*Y)
IF (Z.EQ.0.) THEN
    TH=PI/2.
ELSE
    TH=ATAN(XY/Z)
    IF (TH.LT.0.) TH=TH+PI
ENDIF
IF ((X.EQ.0.).AND.(Y.EQ.0.)) THEN
    PH=0.
ELSE
    PH=ATAN2(Y,X)
c    ph=atan(y/x)
ENDIF
IF (PH.LT.0.) PH=PH+TWOPI
c    if(ph.lt.0.) ph=ph+pi
RETURN
END

function itrim(s)
character*30 s
i=30
do while(s(i:i).eq.' '.and.i.gt.1)
    i=i-1
enddo
itrim=i
return
end

FUNCTION gasdev(idum)
INTEGER idum
REAL gasdev
CU  USES ran1
    INTEGER iset
    REAL fac,gset,rsq,v1,v2,ran1
    SAVE iset,gset
    DATA iset/0/
    if (iset.eq.0) then
1      v1=2.*ran1(idum)-1.
        v2=2.*ran1(idum)-1.
        rsq=v1**2+v2**2
        if(rsq.ge.1..or.rsq.eq.0.) goto 1
        fac=sqrt(-2.*log(rsq)/rsq)
        gset=v1*fac
        gasdev=v2*fac
        iset=1
    else
        gasdev=gset
        iset=0
    endif
    return
END

C  (C) Copr. 1986-92 Numerical Recipes Software ,)+>.

FUNCTION ran1(idum)
INTEGER idum,IA,IM,IQ,IR,NTAB,NDIV
REAL ran1,AM,EPS,RNMX
PARAMETER(IA=16807,IM=2147483647,AM=1./IM,IQ=127773,IR=2836,
*NTAB=32,NDIV=1+(IM-1)/NTAB,EPS=1.2e-7,RNMX=1.-EPS)

```

```

      INTEGER j,k,iv(NTAB),iy
      SAVE iv,iy
      DATA iv /NTAB*0/, iy /0/
      if (idum.le.0.or.iy.eq.0) then
        idum=max(-idum,1)
        do 11 j=NTAB+8,1,-1
          k=idum/IQ
          idum=IA*(idum-k*IQ)-IR*k
          if (idum.lt.0) idum=idum+IM
          if (j.le.NTAB) iv(j)=idum
11      continue
        iy=iv(1)
      endif
      k=idum/IQ
      idum=IA*(idum-k*IQ)-IR*k
      if (idum.lt.0) idum=idum+IM
      j=1+iy/NDIV
      iy=iv(j)
      iv(j)=idum
      ranl=min(AM*iy,RNMX)
      return
      END
C  (C) Copr. 1986-92 Numerical Recipes Software ,)+>.

```

2) Descrizione delle *routines* di GEANT3.21

La *routine* GSMATE(Imate, CHNAMA, A, Z, DENS, Radl, ABSL, ubuf, NWBUF)

- Imate : numero del materiale standard
- CHNAMA : nome del materiale (es. calcium).
- A : peso atomico.
- Z : numero atomico.
- DENS : densità in g/cm^3 .
- Radl : lunghezza di radiazione in cm.
- ABSL : lunghezza di assorbimento in cm.

- ubuf : è un array di parametri aggiunti dall'utente.
- NWUBUF : è il numero di termini contenuti in ubuf.

La *routine* GSMIXT(Idate, NAMATE, A, Z, DENS, NLMAT, WMAT)

- Idate : numero del materiale attribuito dall'utente.
- NAMATE : nome della miscela di materiali.
- A : array contenente i pesi atomici.
- Z : array contenenti i numeri atomici.
- DENS : densità in g/cm^3 .
- NLMAT : è il numero di elementi nella miscela.
- WMAT : è un array contenente le percentuali del numero di atomi di ogni tipo.

La *routine* GSTMED(ITMED, NATMED, NMAT, ISVOL, IFIELD, FIELDM, TMAXFD, STEMAX, DEEMAX, EPSIL, STMIN, ubuf, NWBUF)

- ITMED : numero di tracking medium, questo numero viene attribuito dall'utente.
- NATMED : nome del tracking medium.
- NMAT : il numero corrispondente al materiale ITMED. Nel nostro caso questi sono i numeri che abbiamo attribuito ai materiali della fibra, polystyrene e plexiglas, nelle routine GSMIXT.

- ISVOL : flag di sensibilità.
 ≤ 0 volume non sensibile
 > 0 volume sensibile
- IFIELD : flag del campo magnetico.
 $= 0$ nessun campo magnetico
 $= 1$ campo magnetico fortemente disomogeneo
 $= 2$ campo magnetico omogeneo
 $= 3$ campo magnetico uniforme lungo l'asse z
- FIELD : massimo valore del campo.
- TMAXFD : massima deviazione angolare causata dal campo magnetico in un solo passaggio.
- STEMAX : step massimo consentito.
- DEEMAX : massima frazione di energia persa in un solo passaggio
 $(0 < DEEMAX \leq 1)$
- EPSIL :
- STMIN : valore minimo per lo step massimo imposto dalla perdita di energia, scattering multiplo, Cerenkov o gli effetti del campo magnetico (cm)
- Ubuf : array di parametri supplementari aggiunti dall'utente.
- NWBUF : numero di parametri aggiunti dall'utente.

La *routine* GSVOLU(CHNAME, CHSHAP, NMED, PAR, NPAR, IVOLU).

- CHNAME: nome del volume
- CHSHAP: nome di una delle forme di Geant, per es. box, tube etc..
attraverso l'uso di questa variabile si stabilisce la forma del volume che può essere cubica, cilindrica etc..
- NMED: è il numero di *tracking medium*. Questo stabilisce il materiale, definito con la subroutine *gstmed*, che riempie il volume , per es. air, plexiglass, vuoto etc. se ci sono altri volumi posizionati all'interno di questo, il loro tracking medium sostituisce quella della madre
- PAR: è un array contenente i parametri di forma. I valori delle variabili contenute in questi array si trovano all'interno dei files *dete.dat* e *sample.dat*. quindi servono per definire le dimensioni dei volumi lunghezza, raggio interno, raggio esterno etc..
- NPAR: numero di parametri che descrivono la geometria (es. box 3 parametri, tube 3 parametri etc.).
- IVOLU: è il numero del volume interno.

Per mezzo di questa *routine* sono stati definiti:

1. il volume geometrico madre, un cubo in cui le dimensioni dei tre lati sono di 300 cm;
2. il volume geometrico della fibra, un tubo lungo 120 cm con raggio interno 0.46 mm e raggio esterno 0.5 mm;
3. il volume della sorgente, nel nostro caso puntiforme;

Per posizionare un volume all'interno di un volume madre si utilizza la *routine* GSPOS.

La *routine* GSPOS(CHNAME, NR, CHMOTH, X, Y, Z, IROT, CHONLY)

- CHNAME : nome del volume posizionato, questo si riferisce al nome del volume, attribuito dall'utente, definito in GSVOLU.
- NR : numero di esemplari di CHNAME posizionati.
- CHMOTH : è il nome del volume dove la copia di CHNAME è posizionata, ovvero il nome del suo volume madre.
- X, Y, Z : sono le coordinate del volume in questione nel sistema di riferimento del volume madre.
- IROT : numero della matrice di rotazione che descrive l'orientamento degli assi del volume rispetto agli assi del sistema di coordinate della madre.
- CHONLY : è una flag che indica se un punto di questo volume si trova in altri volumi che non sono diretti discendenti di esso. I valori possibili di questa variabile sono only e many.

La *routine* GSROTM(IROT, THETA1, PHI1, THETA2, PHI2, THETA3, PHI3)

- IROT : numero della matrice di rotazione.
- THETA1 : angolo polare per l'asse x.

- PHI1 : angolo azimutale per l'asse x.
- THETA2 : angolo polare per l'asse y.
- PHI2 : angolo azimutale per l'asse y.
- THETA3 : angolo polare per l'asse z.
- PHI3 : angolo azimutale per l'asse z.

gli angoli THETA e PHI sono espressi in gradi.

La *routine* GDRAW(CHNAME, THETA, PHI, PSI, U0, V0, SU, SV)

- CHNAME . il nome del volume da visualizzare.
- THETA : l'angolo tra la linea di vista e l'asse z del sistema di riferimento madre.
- PHI : l'angolo tra la proiezione della linea di vista sul piano xy e l'asse x del sistema di riferimento madre.
- PSI : l'angolo con il quale l'immagine proiettata viene ruotata sullo schermo.
- U0 e V0 : le coordinate del volume sullo schermo.
- SU e SV : i fattori di scala delle coordinate U e V.

Bibliografia

- [1] **Particelle e nuclei**
[B. povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche];
- [2] **Features of Silicon Photo Multipliers: precision measurements of noise, cross talk, afterpulsing, detection efficiency**
[P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, S. Billotta et al, *Transactions on Nuclear Science, Vol 56, No 3, 2009*];
- [3] **RADIAZIONI**
[Andrea Vitturi, Dipartimento di Fisica “G.Galilei”, Università di Padova istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova];
- [4] **CARATTERIZZAZIONE DI MATRICI DI FOTODIODI A VALANGA PER LA RIVELAZIONE DI SINGOLI FOTONI**
[Tesi di Laurea di Angelo CAMPISI POLITECNICO DI MILANO, Facoltà di Ingegneria, 2004-2005];
- [5] **Fisica Nucleare e Subnucleare**
[Prof. G. Ziino, Università di Palermo, Dipartimento di Fisica];
- [6] **Efficiency determination of a $4\pi\gamma$ -detector by numerical simulation**
[M. Décombaz, J.P Laedermann, 1996] ;
- [7] **Characterization of a Novel 100-Channel Silicon Photomultiplier-Part I**
[P. Finocchiaro et al., 2008];
- [8] **Appunti di radioattività**
[P. Corvisiero, Università di Padova, Dipartimento di Fisica];
- [9] **Characterization of a Novel 100-Channel Silicon Photomultiplier-Part II**

- [P. Finocchiaro et al., 2008];
- [10] **New type of Si Photon Counting Device**
[HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Solid State Division, 2007];
- [11] **Misura della lunghezza di attenuazione delle fibre ottiche utilizzate nel calorimetro elettromagnetico di AMS-02**
[Elaborato Finale di Giulio Cossu, Corso di Laurea in Fisica UNIVERSITA' DI PISA, 2006-2007];
- [12] **Studio delle caratteristiche delle fibre scintillanti del calorimetro magnetizzato di ICANOE**
[Tesi di laurea di Antonio Zilli, Corso di Laurea in Fisica UNIVERSITA' DI LECCE, 1998-1999];
- [13] **Development of Multi-Pixel Photon Counters**
[M. Yokoyama et al, *SNIC Symposium, Stanford, California, 2006*];
- [14] **Rivelazione di Particelle con Fibre Scintillanti**
[S. Miscetti, F. Happacher, C. Forti, M. Anelli];
- [15] **Data sheet of Saint-Gobain Crystals 2005**
- [16] **GEANT-Detector Description and Simulation Tool**
[CERN Geneva, Switzerland, Edition – March 1994];
- [17] **Introduction to scintillators**
[M. Kobayashi (KEK) 17 November, 2003];
- [18] **Unpublished**
[Paolo Finocchiaro];
- [19] **An intercomparison of Monte Carlo codes used in gamma-ray spectrometry**
[Marco Capogni, T. Vidmar et al 2008];
- [20] **Radiation Detection and Measurement**
[G. F. Knoll, *John Wiley & Sons*];
- [21] **Development of Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)**
[K. Yamamoto, K. Yamamura, K. Sato, S. Kamakura et al, *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007*];

- [22] **Diffusione Compton e produzione coerente di pioni neutri su nucleo di ^4He con fotoni etichettati in energia e linearmente polarizzati**
[Marco Giuseppe CAPOGNI UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI ROMA - Tor Vergata];
- [23] **Simulation of nuclear decay**
[M. Décombaz, J.P Laedermann, 2000];
- [24] **A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detection**
[C. Piemonte; *Nuclear Instruments and Methods in Physics A* 568, 2006];
- [25] **An advanced study of Silicon Photo-Multiplier**
[P. Buzhan, B. Dolgoshein, V.Kantserov, A. Ilyin, et al; *ICFA Instrumentation Bulletin*];
- [26] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>;
- [27] **PAW Tutorial**
[CERN-laboratory for Particle Physics];

Ringraziamenti

Dal punto di vista del lavoro devo ringraziare per la pazienza e la disponibilità tutti coloro che hanno collaborato con me. Desidero innanzitutto ringraziare il Professore Vincenzo Bellini per i preziosi consigli, non solo durante questo lavoro di tesi, ma anche durante gli ultimi due anni del corso di laurea, per le sue sempre acute osservazioni e per la sua simpatia. Inoltre, ringrazio sentitamente il Dr. Marco Capogni per tutte le ore che mi ha dedicato, per il suo prezioso aiuto e per avermi trasmesso serenità durante tutto il periodo di lavoro. Ringrazio il Dr. Paolo Finocchiaro per la sua disponibilità, per la sua pazienza e per la sua capacità di eliminare quelle formalità che psicologicamente separano le persone. Ringrazio, per il loro supporto, il Dr. Alfio Pappalardo e il Dr. Gianluigi Cosentino. Un ringraziamento, per il loro aiuto nella fase iniziale della tesi, va a due persone simpatiche con le quali ho trascorso piacevolmente del tempo, ovvero il Dr. Francesco Mammoliti e il Dr. Antonio Giusa. Ringrazio i miei colleghi, in realtà amici, Giuseppe Greco e Massimo Barbagallo, con i quali ci siamo supportati a vicenda nel gioco e nel lavoro. In fine ringrazio i miei genitori per avermi sostenuto da tutti i punti di vista.