

Capitolo 17

I rivelatori di particelle

17.1 Generalità

Il principio di funzionamento di tutti i rivelatori di particelle è il trasferimento di tutta o di una parte dell'energia della radiazione alla massa del rivelatore, dove è 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 nella emissione di luce. Tutti i rivelatori moderni forniscono essenzialmente un tipo di risposta 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, la maggior parte dei rivelatori è anche in grado di fornire informazioni sulla energia della radiazione. Infatti la ionizzazione prodotta dalla radiazione in un rivelatore è proporzionale alla energia che essa deposita nel volume sensibile. Se il rivelatore è sufficientemente grande da assorbire completamente la radiazione, allora questa ionizzazione dà una misura dell'energia della radiazione. In genere il segnale di uscita è nella forma di un impulso di corrente e la ionizzazione totale è legata alla carica elettrica contenuta nell'impulso, cioè all'integrale rispetto al tempo:

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

Se però la forma dell'impulso (che è una caratteristica del rivelatore e dell'elettronica associata) non cambia da un evento all'altro, l'integrale è direttamente proporzionale all'ampiezza del segnale. La relazione esistente tra l'energia della radiazione e l'integrale o l'ampiezza del segnale di uscita è la "risposta" del rivelatore. In generale si scelgono rivelatori con risposta lineare, anche se questa è comunque funzione del tipo di particelle rivelate. Vediamo ora quali sono le principali caratteristiche che contraddistinguono un rivelatore.

17.2 Risoluzione energetica

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 ad una radiazione monocromatica, piuttosto che una delta di Dirac assume una forma gaussiana. La risoluzione è espressa dalla larghezza a metà altezza FWHM (Full Width Half Maximum) del picco.

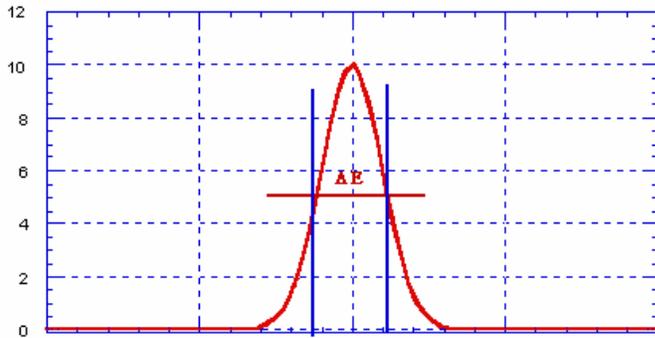


Fig. 17.1 il significato della grandezza FWHM

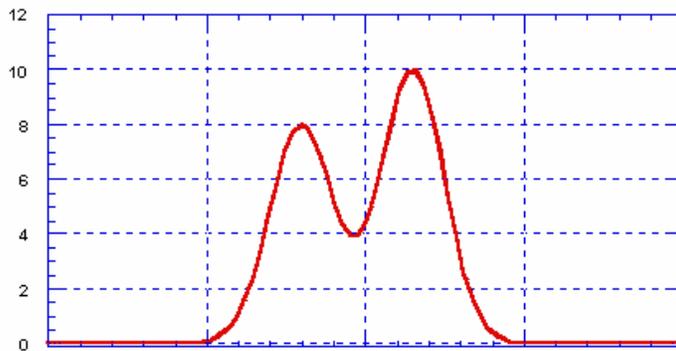


Fig. 17.2 la separazione di due picchi dipende dalla risoluzione

Se le due energie sono troppo vicine rispetto alla risoluzione dello strumento, questo non è in grado di separarle. In genere si quota la risoluzione relativa:

$$R = \frac{\Delta E}{E}, \text{ che viene data in percento.}$$

La risoluzione relativa in genere migliora con l'aumentare dell'energia. L'energia media di ionizzazione w è una quantità definita che dipende solo dal materiale. Per una radiazione di energia E ci si aspetta che in media vengano prodotte $N = E/w$ ionizzazioni. Le fluttuazioni di questo numero, secondo la statistica di Poisson, sono espresse da: $\sigma_N = \sqrt{N}$. La relazione tra larghezza a metà altezza di una gaussiana e la sua σ si ricava notando che l'ordinata x che corrisponde ad un dimezzamento dell'altezza è ottenuta dalla relazione: $A \cdot \exp(-x^2/2\sigma^2) = A/2$.

$$\text{Da cui si ricava } x = \sigma\sqrt{2\ln 2}$$

x rappresenta la semilarghezza a metà altezza. Quindi:

$$\text{FWHM} = 2x = \sigma\sqrt{8\ln 2} = 2.35 \sigma$$

$$\text{Pertanto } R = 2.35 \frac{\sigma_N}{N} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}}$$

Questa trattazione è solo approssimata nel caso di assorbimento completo della radiazione. In questo caso si deve introdurre un fattore $F < 1$, detto fattore di Fano:

$R = 2.35 \cdot F \sqrt{\frac{W}{E}}$ che rende la risoluzione migliore di quanto stimato. Il valore di F è una funzione del tipo di radiazione e di rivelatore.

17.3 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. Questa 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. La funzione di risposta non sarà più gaussiana, ma presenterà una "coda" (fig. 17.3) nella zona dello spettro a bassa energia, originata dagli eventi di tipo B (vedi figura 17.4) Lo stesso effetto è prodotto nel caso che l'elettrone perda energia per irraggiamento ed il fotone di bremsstrahlung generato sfugga al rivelatore (evento C).

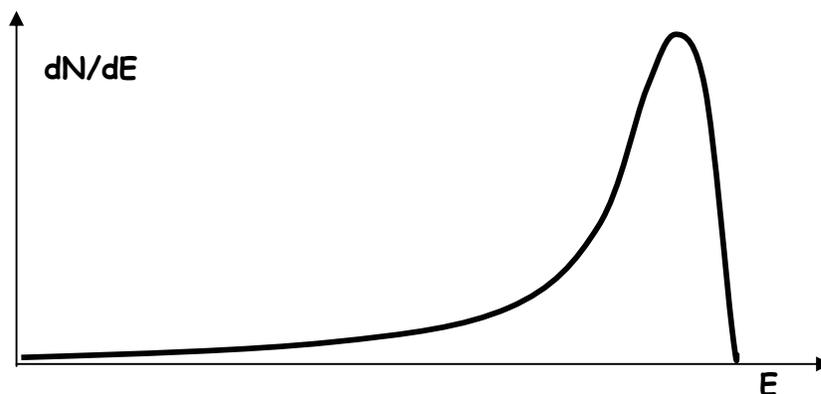


Fig. 17.3 "coda" della funzione di risposta ad elettroni

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 una energia cinetica pari all'energia del fotone (trascurando l'energia di legame) ed in questo caso la funzione di risposta in questo caso è una gaussiana centrata sull'energia dei fotoni incidenti e di larghezza dipendente dalla risoluzione del rivelatore. Nel caso di effetto compton, se il fotone diffuso sfugge al rivelatore, questo registra solo l'elettrone e la funzione di risposta sarà uno spettro continuo direttamente discendente dalla sezione d'urto di Klein-Nishina (fig. 17.5).

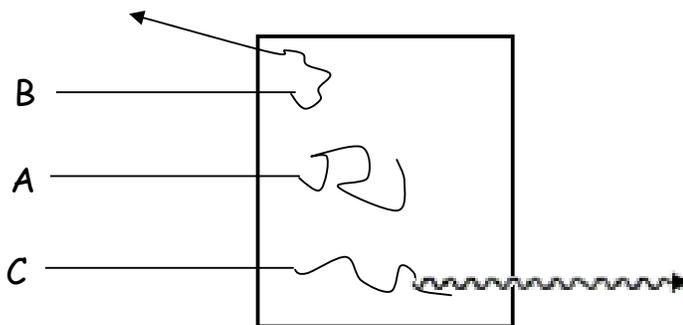


Fig. 17.4 diversi meccanismi di rilascio di energia per elettroni

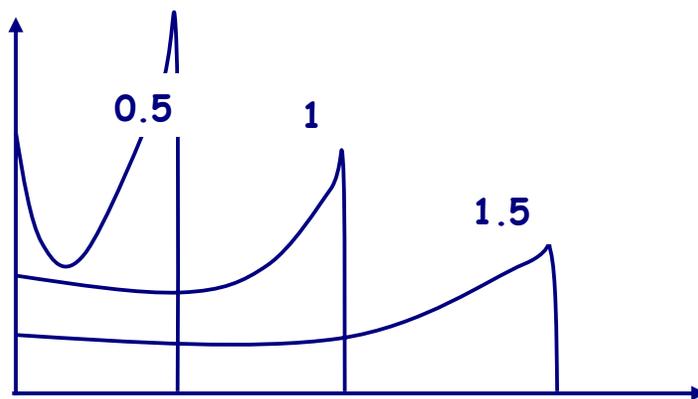


Fig. 17.5 andamento della sezione d'urto di Klein-Nishina

Per energie di fotone elevate, dove è possibile anche la produzione di coppie, lo spettro si complica e nella parte continua dovuta all'effetto compton crescono due picchi ad energia $E_\gamma - m_e c^2$ e $E_\gamma - 2m_e c^2$ legati alla fuga dal rivelatore di uno o entrambi i fotoni di annichilazione del positrone (fig. 17.6)

Nella figura 17.7 sotto sono riportate le funzioni di risposta di due diversi rivelatori a fotoni da 662 keV (sorgente di ^{137}Cs)

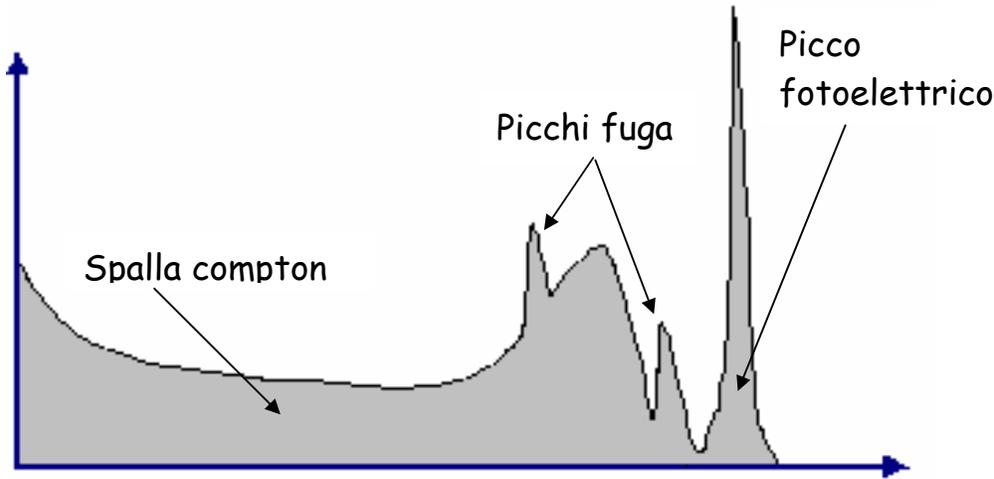


Fig. 17.6 funzione di risposta a fotoni

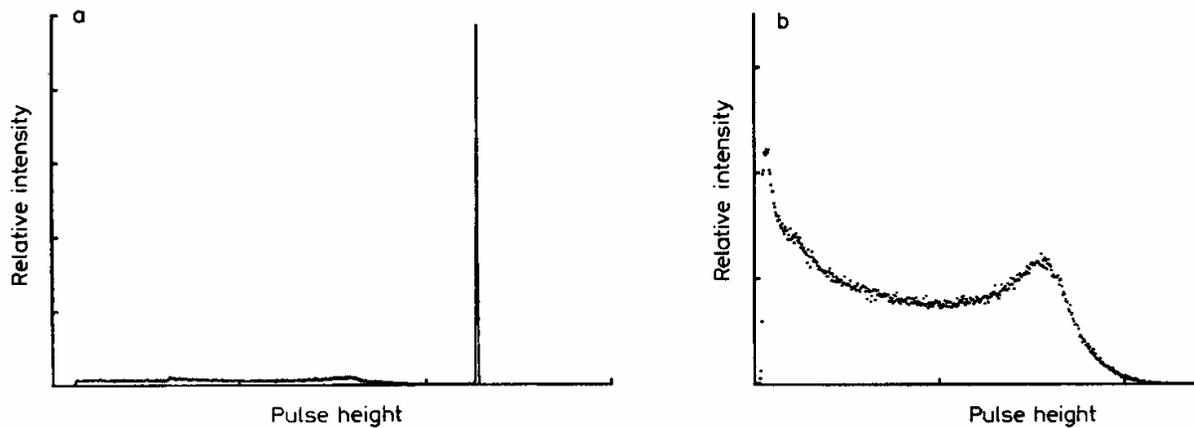


Fig. 17.7 funzione di risposta ai fotoni da 662 keV con rivelatori a diversa risoluzione

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

Se il rivelatore è usato per misurare uno spettro non monocromatico $S(E')$ di fotoni, la distribuzione delle ampiezze di impulso $h(E)$ sarà data dalla convoluzione dello spettro di energia dei fotoni $S(E')$ con la funzione di risposta $R(E,E')$:

$$h(E) = \int S(E')R(E, E')dE' \quad (1)$$

dove $R(E, E')$ rappresenta la funzione di risposta del rivelatore a fotoni di energia E' . Poiché il risultato della misura ci fornisce $h(E)$, per risalire allo spettro $S(E')$ bisogna invertire la (1): da qui è evidente il vantaggio di avere ottima risoluzione, ossia:

$$R(E, E') = \delta(E' - E)$$

17.4 Risposta temporale.

Un'altra caratteristica importante dei rivelatori è la loro risposta temporale, ossia il tempo impiegato dal rivelatore per formare il segnale dopo l'arrivo della radiazione. Per una buona temporizzazione (timing) è necessario che il segnale venga formato molto velocemente ed abbia un tempo di salita estremamente rapido. Anche la durata del segnale è importante, in quanto determina il tempo morto del rivelatore, ossia il tempo durante il quale il rivelatore rimane insensibile alla rivelazione di un nuovo evento o lo rivela distorto (fenomeno dell'impilamento, o "pile-up")

17.5 Efficienza

Si definiscono due tipi di efficienza: 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:

$$p_{\text{geom}}(\vartheta, \varphi)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi}$$

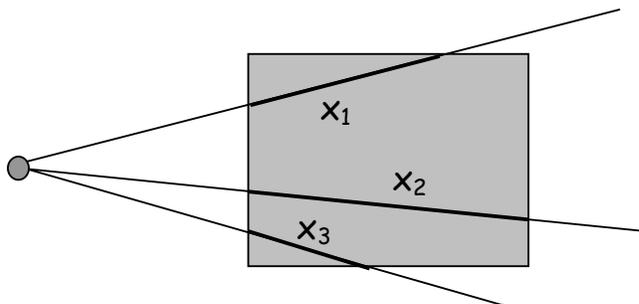


Fig. 17.8 spessore di rivelatore attraversato

La probabilità che una particella che ha colpito il rivelatore interagisca in esso è data da:

$$p_{\text{int}}(x) = 1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$$

dove x rappresenta lo spessore effettivo di rivelatore "visto" dalla radiazione (vedi fig. 17.8) e λ il libero cammino medio all'interno del rivelatore.

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'efficienze intrinseca e l'efficienze geometrica o accettanza: $\epsilon_{tot} = \epsilon_{intr} \cdot \epsilon_{geom}$

L'efficienza intrinseca rappresenta quindi la frazione di eventi registrati tra quelli che sono diretti nel rivelatore.. L'efficienze intrinseca è ovviamente una funzione del tipo di radiazione, della sua energia e del tipo di materiale di cui è composto il rivelatore.

17.6 Tempo morto

La registrazione di un evento richiede un certo tempo e il rivelatore rimane insensibile per questo tempo, detto tempo morto. Se un secondo evento non dista temporalmente dal primo per più del tempo morto, non viene registrato. E' evidente che se siamo interessati ad una qualsiasi misura di intensità di radiazione è importante conoscere il tempo morto per poter correggere opportunamente la misura.

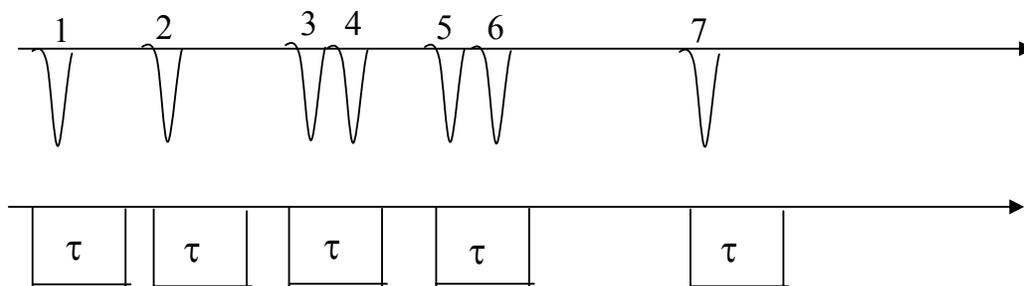


Fig. 17.9 visualizzazione del tempo morto di un rivelatore

Nell'esempio riportato in figura 17.9 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:

$$m = \frac{\frac{k}{T}}{1 - \frac{k}{T} \tau}$$

che ci permette di ricavare la vera intensità di conteggio in funzione di quella misurata k/T . Naturalmente per $\tau = 0$ otteniamo $m = k/T$. un metodo per misurare il tempo morto è quello detto "delle due sorgenti". Si fanno tre misure indipendenti : la prima con la sorgente 1, la seconda con la sorgente 2 e la terza con entrambe le sorgenti. Se chiamiamo R_1 , R_2 e R_{12} le rispettive intensità di conteggi registrate e n_1 , n_2 e n_{12} le intensità vere delle sorgenti, si ha:

$$n_1 = \frac{R_1}{1 - R_1\tau} \quad n_2 = \frac{R_2}{1 - R_2\tau} \quad n_1 + n_2 = \frac{R_{12}}{1 - R_{12}\tau}$$

dovrà essere:

$$\frac{R_1}{1 - R_1\tau} + \frac{R_2}{1 - R_2\tau} = \frac{R_{12}}{1 - R_{12}\tau}$$

dalla relazione precedente si può ricavare l'unica incognita τ .

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", ecc.ecc.

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.

17.7 Emulsioni fotografiche.

Un'emulsione fotografica consiste in uno strato di gelatina nel quale sono sospesi grani di bromuro di argento (AgBr). La gelatina è depositata su una o su entrambe le facce di un supporto che di solito è acetato di cellulosa o film poliestere. Le dimensioni medie dei grani variano a seconda della sensibilità dell'emulsione (da 0.5 μm per emulsioni nucleari a 2÷3 μm per emulsioni comuni). Lo spessore delle lastre varia da pochi μm a 0.5 mm per le emulsioni nucleari, mentre è di decine di μm per le emulsioni comuni. In un grano di bromuro d'argento, al quale sia ceduta una quantità sufficiente di energia, a seguito di complicati fenomeni di cessione di energia ad elettroni atomici e di movimento di questi elettroni nel cristallo di AgBr, si formano agglomerati di argento metallico (Ag) che si differenziano, dal punto di vista della

loro configurazione elettronica, dagli ioni positivi Ag^+ del grano di emulsione. L'energia necessaria a produrre questo agglomerato di argento metallico è tipicamente dell'ordine di $2\div 3$ eV (per questa ragione in una camera oscura è possibile tenere accese luci rosse). La presenza in un grano di uno o più agglomerati di atomi di argento favorisce gradatamente la "riduzione" ad argento metallico di tutti gli altri ioni Ag^+ del grano, una volta che questo sia immerso nel bagno di sviluppo. L'amplificazione del numero di ioni metallici nel processo di sviluppo rispetto a quelli originariamente formati dalla radiazione è dell'ordine di $10^{10}\div 10^{12}$. I grani di bromuro d'argento non sviluppati sono sciolti dalla soluzione di fissaggio. Mandando sulla lastra fotografica sviluppata un fascio di luce di intensità I_0 e misurando l'intensità I che passa attraverso la lastra si può risalire al numero di grani sviluppati e quindi alla energia persa dalla radiazione. Si definisce "densità ottica" il logaritmo in base 10 del rapporto tra intensità luminosa incidente ed intensità trasmessa:

$$d = \text{Log}_{10}(I_0 / I)$$

quindi:

$$d = 1 \rightarrow I = I_0/10 \quad d = 2 \rightarrow I = I_0/100 \quad d = 3 \rightarrow I = I_0/1000$$

per $d=3$ la lastra appare praticamente nera.

Caratteristiche di una emulsione fotografica sono:

la "sensibilità", definita come l'inverso del flusso di energia che produce una densità ottica prefissata (p. es.: $d = 0.3$). Tanto maggiore è la densità quanto minore è il flusso di energia necessario a produrre un dato annerimento dell'emulsione.

Il "contrasto", cioè l'aumento di densità ottica che si ottiene quando il flusso di energia aumenta di un fattore 10.

La sensibilità di una emulsione fotografica dipende dalla energia della radiazione ed ha un massimo tra 20 e 60 keV, dato che in tale zona prevale l'effetto fotoelettrico nel bromuro di argento che ha un alto Z (Br: $Z=25$, Ag: $Z=47$). Per aumentare la sensibilità di una emulsione ripongono le pellicole contatto con cosiddetti "schermi di rinforzo", costituiti da materiale che ha proprietà di fluorescenza sotto l'azione di raggi X: in tal modo la sensibilità può essere aumentata di un fattore 50.

Le emulsioni fotografiche sono oggi usate soprattutto in diagnostica medica e come dosimetri personali per la misura delle radiazioni ambientali. In passato furono usate estensivamente come rivelatori di tracce nucleari. Facendo uso di un microscopio è infatti possibile seguire la traiettoria percorsa in una emulsione da una particella carica: tanto più alta è l'energia della particella, tanto più lunga è la traccia. Inoltre, se tale emulsione è posta in un campo magnetico, dalla curvatura della traiettoria della particella si può ricavare la sua quantità di moto e dalla lunghezza si ricava l'energia cinetica. Una misura simultanea di quantità di moto e di energia cinetica fornisce infine la massa della particella.

17.8 Camere ad ionizzazione.

Una camera ad ionizzazione è uno strumento in cui un campo elettrico viene applicato attraverso un volume riempito di gas. Le particelle cariche di una radiazione che si muova attraverso il gas, a seguito della loro interazione ionizzano il gas producendo ioni positive ed elettroni. La presenza del campo elettrico fa sì che ioni positivi ed elettroni si muovano in versi opposti lungo le linee di forza del campo, producendo una corrente di ionizzazione. In condizioni standard, la velocità degli elettroni è dell'ordine di $\approx 10^6$ cm/s, mentre quella degli ioni è molti ordini di grandezza minore. L'energia media spesa nella singola ionizzazione non dipende dall'energia della radiazione incidente, né dal tipo di radiazione, ma solo dal gas. Immaginiamo una camera ad ionizzazione come un condensatore piano a facce parallele riempito di gas e supponiamo che, per esempio, particelle α di energia cinetica E perdano tutta la loro energia nel gas. Se chiamiamo w l'energia media di ionizzazione del gas, le particelle α produrranno ciascuna un numero di coppie elettrone-ione dato da: $N = E/w$. Questa carica verrà raccolta dalle armature e produrrà un impulso elettrico. Se variamo la differenza di potenziale tra le armature, otteniamo per la carica raccolta l'andamento tipico di figura 17.10

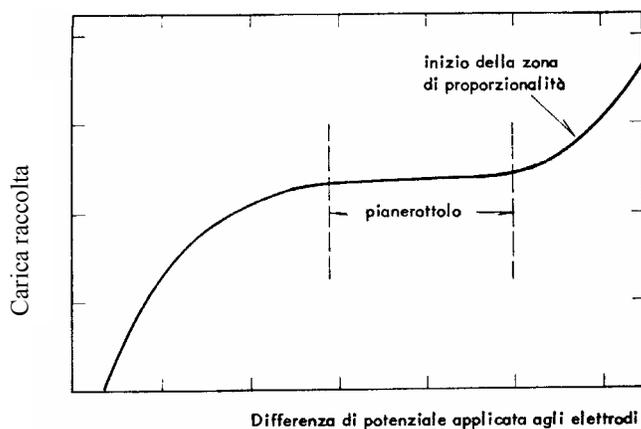


Fig. 17.10 relazione carica-tensione per una camere ad ionizzazione

Nel primo tratto la carica raccolta cresce con la differenza di potenziale in quanto è presente, per bassi valori della tensione, il fenomeno della ricombinazione e quindi neutralizzazione parziale degli ioni prodotti. Quando il campo elettrico è sufficientemente alto, la ricombinazione non può avvenire e la carica raccolta resta costante. La zona del pianerottolo è la tipica regione di funzionamento della camera ad ionizzazione. Il numero di ioni formati per unità di percorso è funzione della densità del gas e , soprattutto quando si rivelano fotoni e l'energia della radiazione è elevata, occorre usare alte pressioni di gas affinché il libero cammino medio nella camera sia inferiore alle dimensioni della stessa.

Se le armature del condensatore che costituisce la camera ad ionizzazione fossero isolate, la differenza di potenziale tra le stesse varierebbe come indicato in figura 17.11 quando viene raccolta una carica totale q :

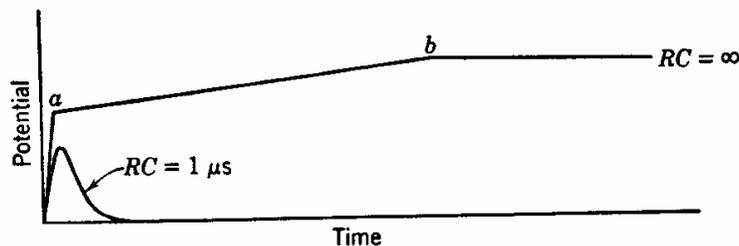


Fig. 17.11 andamento temporale del potenziale ai capi di una camera ad ionizzazione isolata

Prima gli elettroni (a), più veloci, e dopo gli ioni (b), attratti dalle armature di carica opposta, variano la carica totale del condensatore (tra parentesi questo è il modo in cui funzionano alcuni dosimetri personali per radiazioni). Se invece la camera ad ionizzazione è tenuta a potenziale costante tramite un alimentatore esterno e letta verso massa tramite una resistenza, in questa nasce un impulso di corrente come descritto nella figura 17.12. Qui la capacità (che spesso coincide semplicemente con la capacità della camera stessa) ha la funzione di integrare nel tempo gli impulsi di corrente delle singole radiazioni e fornire, a seconda del valore della costante RC , o una corrente media, proporzionale all'intensità del campo radiante, oppure impulsi separati. In questo secondo caso la camera ad ionizzazione funziona come contatore differenziale e/o contatore semplice. Infatti una particella incidente, depositando tutta la sua energia nel gas, dà luogo ad un impulso di corrente la cui area (carica) è proporzionale all'energia della particella. Per eliminare il fenomeno del pile-up il segnale viene poi differenziato prima di essere analizzato. L'uso della camera ad ionizzazione come contatore differenziale è limitato sia verso le basse energie, dove il rumore dell'elettronica (equivalente a circa $7\div 8$ keV) sporca il segnale, che verso le alte energie dove il range delle particelle diventa maggiore delle dimensioni della camera.

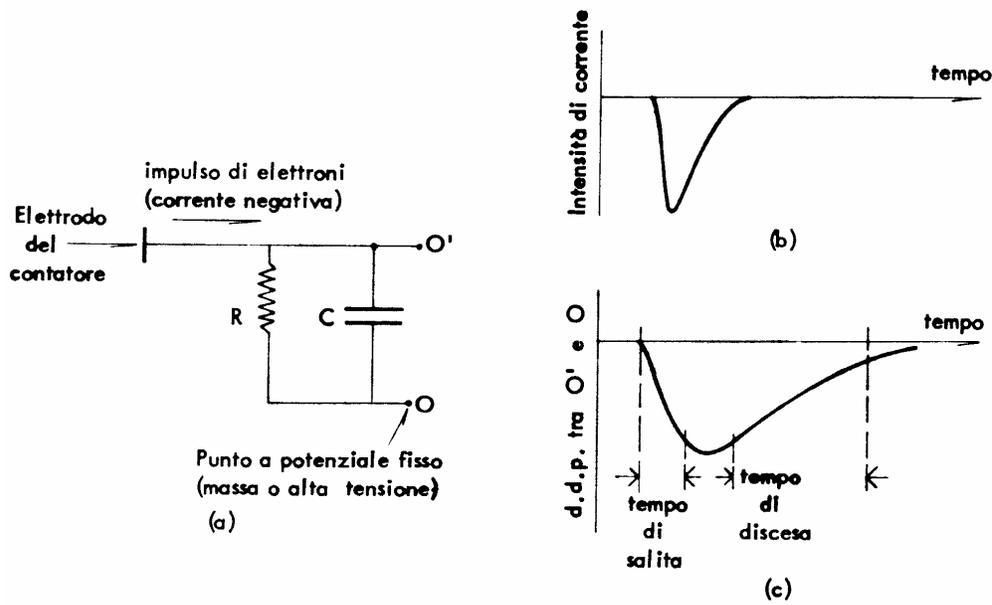


Fig. 17.12 circuito base e forma di impulso di una camera ad ionizzazione

17.9 Contatore proporzionale

Quando il valore del campo elettrico in un contatore a gas aumenta al di sopra di un certo valore (fig. 17.13), l'impulso in uscita da rivelatore inizia ad aumentare, pur rimanendo proporzionale alla ionizzazione iniziale, legata alla energia cinetica delle particelle rivelate: un rivelatore che opera in queste condizioni è detto contatore proporzionale.

Il grande vantaggio di questo rivelatore è che permette di rivelare anche una ionizzazione iniziale molto bassa, al limite anche una singola coppia di ioni. Per un contatore con geometria cilindrica il campo elettrico, a distanza r dall'asse, è dato da:

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln(b/a)}$$

dove a e b rappresentano il raggio dell'elettrodo interno e dell'elettrodo esterno. L'elettrodo interno è usualmente un file estremamente sottile ($a \approx 0.01$ cm), in modo che r ($a < r < b$) può essere molto piccolo ed in corrispondenza $E(r)$ molto grande. Poiché vicino all'anodo il campo elettrico aumenta rapidamente, gli elettroni che si avvicinano acquistano molta energia cinetica, così da produrre per collisione ioni ed elettroni secondari, a loro volta accelerati ed in grado di ionizzare ulteriormente il gas. Sono generati anche fotoni che a loro volta producono elettroni per effetto fotoelettrico sulle pareti o nel volume del gas. Chiamiamo n il numero di elettroni prodotti nella ionizzazione primaria dalla radiazione incidente; ciascuno di essi ha una probabilità P di generare m elettroni secondari (m essendo il fattore di moltiplicazione). Il numero medio di elettroni secondari generati sarà allora: $k = mP$.

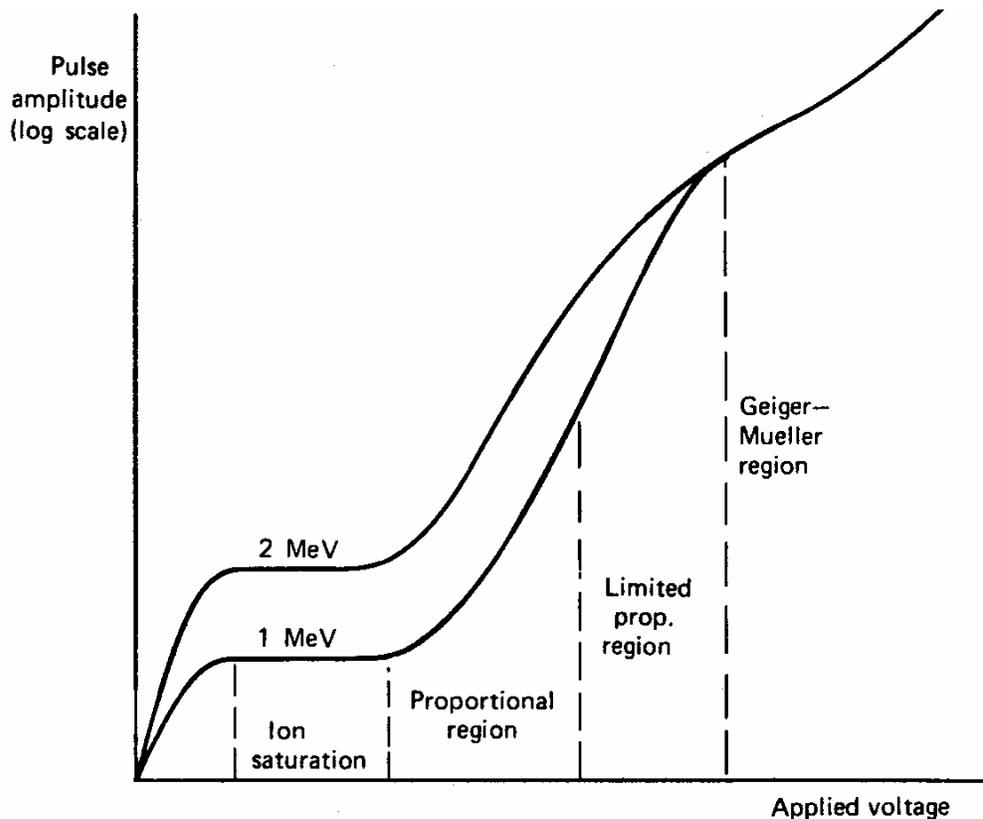


Fig. 17.13 i vari regimi di funzionamento di un rivelatore a gas

Il numero N di elettroni generati in seguito all'intero processo di moltiplicazione a cascata risulta allora:

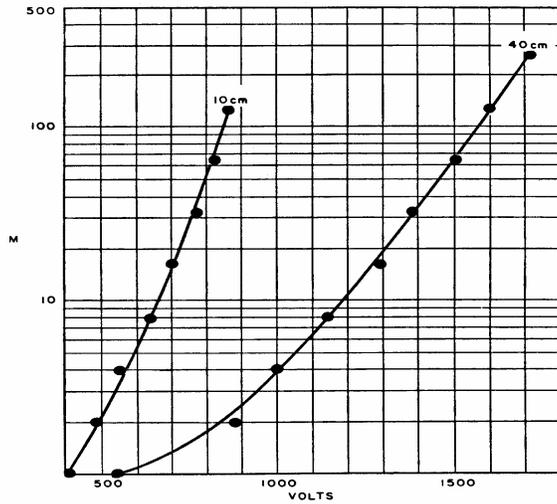
$$N = n + nPm + (nPm)Pm + n(Pm)^2Pm + \dots$$

Che si può scrivere come: $N = n(1 + k + k^2 + k^3 + \dots)$

$$\text{Nel caso che sia } k = mP \ll 1 \text{ si può scrivere: } N = n \frac{1}{1 - mP} = n \frac{1}{1 - k}$$

Come si vede, per $k=0$ non si ha moltiplicazione e comunque vi è proporzionalità tra N ed n . Quanto più k tende all'unità (anche se non si può usare la relazione precedente) quanto maggiore è il fattore di moltiplicazione $M=N/n$. Il fattore di moltiplicazione, che può raggiungere valore di 10^2 (vedi fig. 17.14), è funzione del tipo di gas di riempimento, della pressione e della tensione applicata. Il gas di riempimento è di solito un gas nobile (es: argon) con aggiunta di piccole quantità (10%) di molecole complesse capaci di assorbire i fotoni prodotti senza ionizzarsi a loro volta. Con una mistura argon-metano è possibile raggiungere fattori di moltiplicazione fino a 10^4 . Per utilizzare i contatori proporzionali per la rivelazione di raggi X o fotoni occorre avere gas ad alta pressione. Per rivelare invece particelle alfa o beta di bassa energia occorre avere finestre molto sottili e quindi

pressioni del gas pari a quella atmosferica. In alcuni casi addirittura non vi sono finestre di ingresso ed il gas di riempimento viene flussato tra gli elettrodi.



Multiplication factor, M, as a function of applied voltage for argon at pressures of 10 and 40 cm Hg ($1.33 \times 10^3 \text{ Pa} = 1 \text{ cm Hg}$), radius of center wire = 0.015 cm, radius of outer electrode = 1.105 cm (Staub, 1953).

Fig. 17.14 il fattore di moltiplicazione M nei contatori proporzionali

Mentre le camere ad ionizzazione lavorano al centro della zona del "plateau", i contatori proporzionali operano in genere verso la zona mediana della regione di proporzionalità: in questo caso la stabilità di tensione è ovviamente più importante in quanto una sua variazione si ripercuote sul valore di M e quindi sulla funzione di risposta del rivelatore.

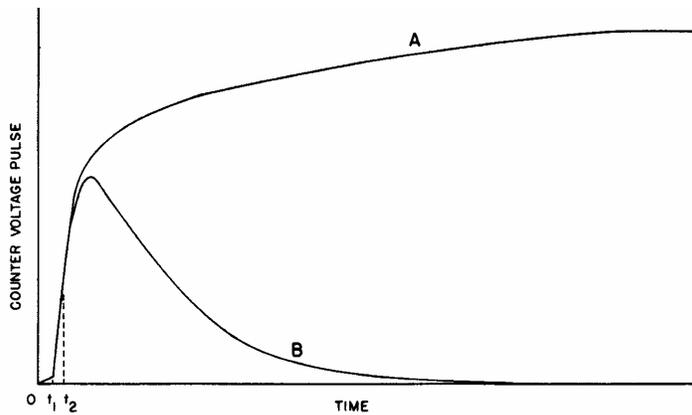


Fig. 17.15 la forma di impulso nei contatori proporzionali

La tecnica di formazione degli impulsi è la stessa già vista a proposito delle camere ad ionizzazione: anche in questo caso il segnale viene differenziato da un circuito RC.

17.10 Contatore di Geiger-Muller

Se la tensione di polarizzazione aumenta fino a che il prodotto $mP \approx 1$ si ha una scarica che si propaga anche lungo l'asse del contatore cilindrico: è questo il fenomeno della valanga Townsend: il segnale elettrico che ne deriva è grande (quindi facilmente leggibile), ma ha perso la proporzionalità con la ionizzazione iniziale (vedi ultima zona della figura 17.13): il contatore Geiger quindi non può essere usato per spettroscopia, ma soltanto per misure di intensità di campi di radiazioni. La scarica si propaga lungo il filo anodico alla velocità di 10^7 cm/s e gli elettroni vengono raccolti in tempi brevissimi ($\approx 10^{-9}$ s). gli ioni positivi si muovono più lentamente e stazionano per tempi più lunghi attorno al filo, dando origine a una carica spaziale che fa diminuire il campo elettrico ed interrompe la scarica.

L'effetto di "quenching" (raffreddamento, estinzione) è ottenuto miscelando il gas nobile argon (90%) con gas poliatomici, in genere alcol etilico (10%). Queste molecole sono in grado di assorbire energia (specie da parte dei tanti fotoni prodotti) senza a loro volta ionizzarsi. Anche se l'impulso di uscita è molto veloce, i contatori Geiger hanno un tempo morto dell'ordine di $10\text{-}100$ μs dovuto all'effetto del "quenching" e pertanto va utilizzato con cautela in presenza di alte velocità di conteggio.

17.11 Multi Wire Proportional Chamber

Esistono molte versioni moderne di rivelatori a gas basati sui principi descritti sopra ed utilizzati nella rivelazione delle particelle negli esperimenti di fisica nucleare: qui accenniamo solo al principio di funzionamento di alcuni di essi: la camera a multifili (MWPC, Multi Wire Proportional Chamber), la camera a Drift e la camera TPC (Time Projection Chamber). Le camere multifili sono costituite da due o più piani di fili paralleli tra loro, tutti alimentati e letti da circuiti elettronici indipendenti. Quando una particella ionizza il gas di riempimento, solo i fili più vicini raccolgono il segnale elettrico (fig. 17.16a): in questo modo il filo che produce il segnale elettrico identifica una coordinata della particella. Se i fili di due piani indipendenti sono perpendicolari tra di loro (fig. 17.17) si riescono a misurare le coordinate X e Y della posizione della particella. E se esistono parecchi piani di fili si ottiene il cosiddetto "tracking" ossia tracciamento della traiettoria della particella. Si possono ricostruire i vertici delle interazioni (fig. 17.18), e se le MWPC sono immerse in un campo magnetico si può misurare il raggio di curvatura delle traiettorie e quindi la quantità di moto della particella.

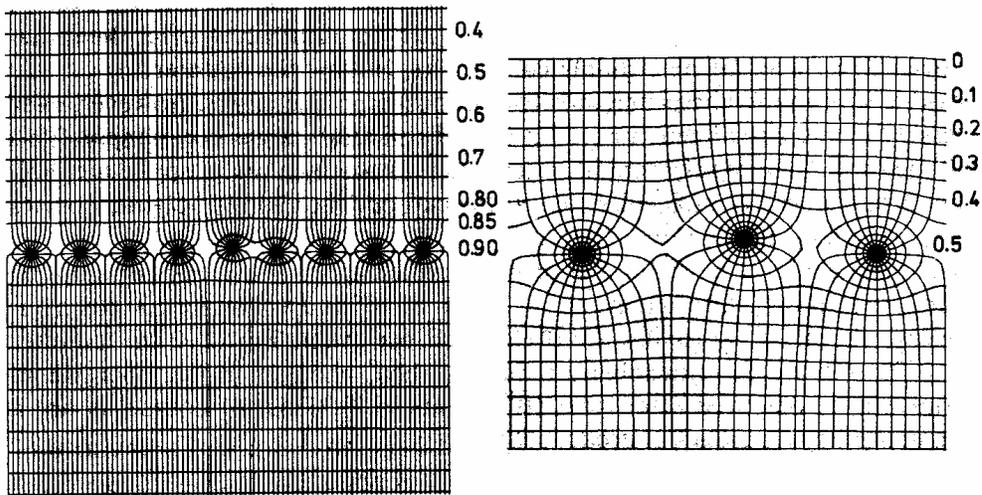
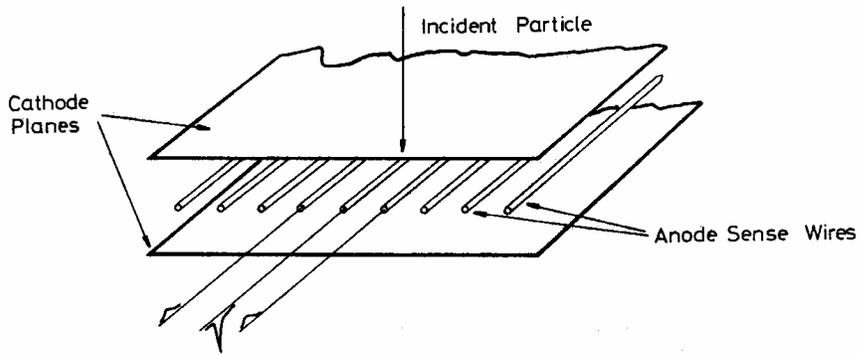


Fig. 6.8. Electric field lines and potentials in a multiwire proportional chamber. The effect of a slight wire displacement on the field lines is also shown (from *Charpak et al.* [6.16])

Fig. 17.16 la camera proporzionale multifili MWPC

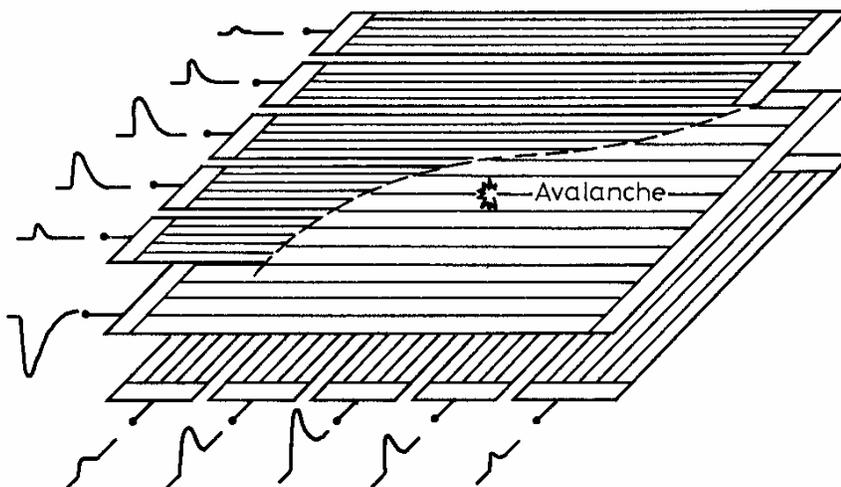


Fig. 17.17 disposizione di due strati per l'identificazione delle coordinate XY della traccia

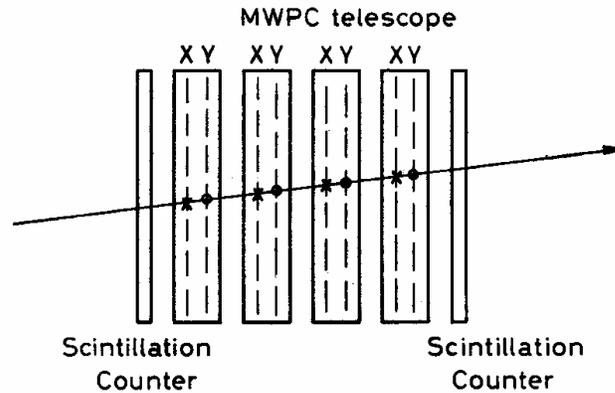


Fig. 17.18 ricostruzione di una traccia tramite un rivelatore MWPC multistrati

17.12 La camera a drift

In questo rivelatore l'informazione spaziale è ottenuta misurando il tempo di drift degli elettroni prodotti dalla ionizzazione della radiazione incidente. Se si dispone di un "trigger", ossia di un riferimento temporale preciso, ed è nota la velocità di drift degli elettroni nel gas, la distanza tra il filo di raccolta e il punto di origine degli elettroni può essere calcolata dalla relazione:

$$d = \int_{t_0}^{t_1} u dt.$$
 Qui t_0 è il tempo di arrivo della particella e t_1 l'istante al quale l'impulso appare all'anodo.

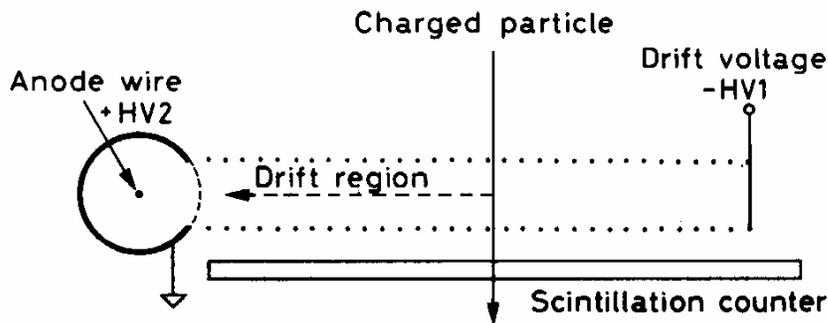


Fig. 17.19 principio di funzionamento di una camera a drift

Il tempo t_0 è fornito da uno scintillatore. L'uniformità del campo elettrico nella zona di drift, indispensabile per avere velocità di drift costante e quindi risposta lineare, è garantita da tanti fili equispaziati e tenuti ad una opportuna differenza di potenziale tra loro. Poiché la tipica velocità di drift degli elettroni è dell'ordine di $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ e le dimensioni della regione di drift sono dell'ordine di $5\div 10 \text{ cm}$, i tempi di drift sono dell'ordine di $1\div 2 \mu\text{s}$.

17.13 Camere TPC a proiezione di tempo

rappresentano i rivelatori a gas più sofisticati di ultima generazione. Funzionano contemporaneamente come MWPC e come camere a drift. Il rivelatore, schematicamente mostrato in figura 17.20, è costituito da un grande cilindro (diametro e lunghezza possono raggiungere i due metri) con al centro un sottile piano tenuto ad alta tensione. Le estremità del cilindro sono ricoperte da una matrice di fili funzionanti in regime proporzionale disposti come indicato in figura. Parallelo a ciascun filo si trova, a forma di sottile striscia, un catodo di dimensioni rettangolari. Il rivelatore è posizionato in modo che vertice della interazione che si vuole misurare si trova all'interno del volume cilindrico. Le particelle prodotte nell'interazione passano attraverso il volume del cilindro producendo per ionizzazione elettroni che sotto l'azione del campo elettrico migrano verso le estremità del cilindro dove sono rivelati dalle camere a fili.

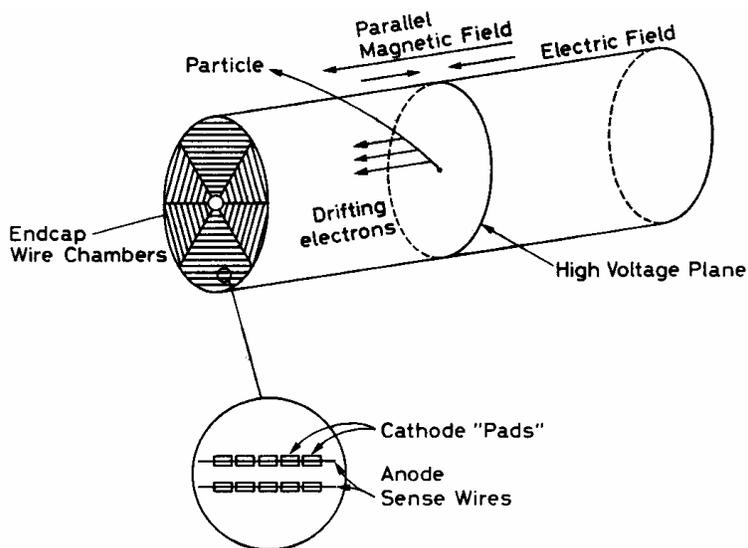


Fig. 17.20 schema di una camera TPC

Le coordinate radiale ed azimutale sono ricavate dalla posizione del filo che ha prodotto il segnale elettrico e dal segnale indotto sulla riga di catodi: i segnali di induzione sui vari catodi avranno una distribuzione di ampiezze decrescente con la distanza dal punto di raccolta: con un metodo di analisi elettronica dei segnali si ricava il baricentro di questa distribuzione. La terza coordinata, lungo l'asse del cilindro, è data dal tempo di drift degli elettroni. Il campo magnetico assiale serve a minimizzare la diffusione laterale degli elettroni che, per una buona risposta del rivelatore, dovrebbero muoversi lungo traiettorie parallele all'asse. Infatti gli elettroni prodotti dalla ionizzazione, essendo di bassa energia, spiralizzano facilmente attorno alle linee del campo magnetico e finiscono per "avvitarsi" lungo di esse e spostarsi quindi parallelamente all'asse del rivelatore senza componenti

radiali. Nella figure 17.20 e 17.21 è riportato in maggior dettaglio il sistema di rivelazione degli elettroni e la ricostruzione della traccia della particella.

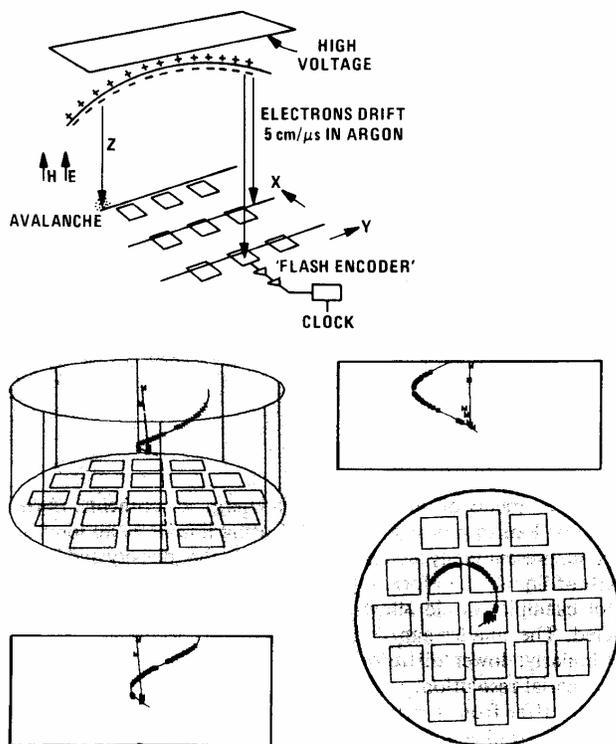


Fig. 17.21 ricostruzione di una traccia in una camera TPC

17.14 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, 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 17.22:

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 (dall'inglese: PM o PMT) 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.

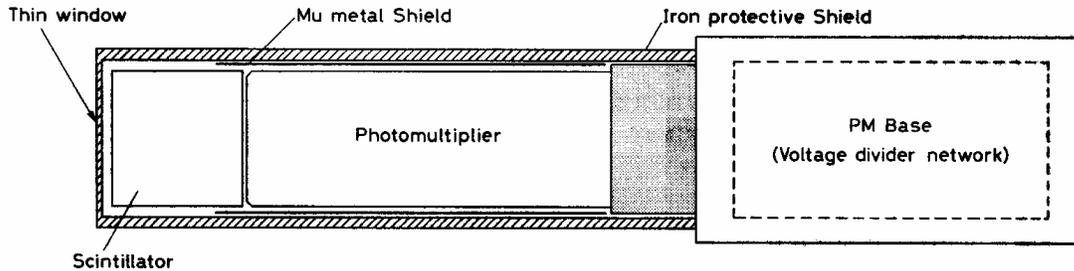


Fig. 17.22 schema di un rivelatore a scintillazione e relativo fotomoltiplicatore accoppiato

Diversi materiali hanno proprietà scintillanti. Noi qui descriveremo solo i più importanti tra di essi, distinguendoli in scintillatori organici e scintillatori inorganici. Esiste inoltre un meccanismo di produzione della luce basato sull'effetto Cherenkov, da cui prendono il nome gli omonimi contatori

17.15 Contatore Cherenkov.

Una particella carica veloce, che si muove in un mezzo con una velocità superiore a quella della luce in quel mezzo origina una radiazione elettromagnetica direzionale ad un angolo ben definito che dipende dal β della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo. La particella carica che si muove attraverso il dielettrico interagisce elettromagneticamente con gli atomi del mezzo più vicini che si comportano come dipoli ed irradiano nel campo della luce visibile. In generale queste onde interferiscono distruttivamente tra di loro, sicché non si riscontra emissione di luce a distanza. Se però la velocità della particella è maggiore di quella della luce (e quindi della propagazione delle onde elettromagnetiche) nel mezzo le onde possono essere in fase tra di loro come mostrato in figura 17.23 e dare luogo ad un fenomeno coerente che si traduce nella formazione di un'onda luminosa direzionale.

$AB = \beta c \Delta \tau$ $AC = c/n \Delta \tau = AB \cos \vartheta$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo.

$$\cos \vartheta = \frac{AC}{AB} = \frac{c \Delta \tau}{n \beta c \Delta \tau} = \frac{1}{n \beta}$$

Poiché $\cos \vartheta \leq 1$ si ricava che deve essere $\beta \geq 1/n$

I contatori Cherenkov producono luce solo per particelle con $\beta \geq 1/n$ e funzionano egregiamente per esempio per distinguere, a parità di energia cinetica, protoni, pioni ed elettroni. Nella tabella 17.1 sono riportate le caratteristiche di alcuni materiali usati come rivelatori Cherenkov.

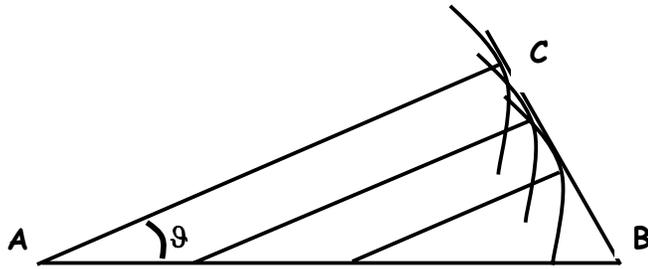


Fig. 17.23 meccanismo coerente di produzione di luce Cherenkov

Material	n	Threshold β	Protons	Pions	Electrons
Liq. N_2	1.205	0.830	760 Mev	112 Mev	410 kev
Liq. O_2	1.221	0.819	710 Mev	104 Mev	380 kev
FC-75*	1.277	0.782	580 Mev	86 Mev	315 kev
Water	1.332	0.751	500 Mev	73 Mev	265 kev

* A fluorochemical available from Minnesota Mining & Mfg. Co. (Composition $C_8F_{16}O$).

Tab. 17.1 caratteristiche di alcuni rivelatori Cherenkov

Misurando l'angolo della luce Cherenkov si può risalire al β della particella e se la sua energia o la sua quantità di moto possono essere simultaneamente misurate se ne ricava la massa. I rivelatori RICH, Ring Image Cherenkov, funzionano come descritto molto schematicamente in figura 17.24. La luce Cherenkov prodotta dalle particelle viene raccolta da una matrice di fotomoltiplicatori (in realtà attraverso un complicato sistema di specchi) ed è quindi possibile misurare l'angolo θ ed identificare il tipo di particelle.

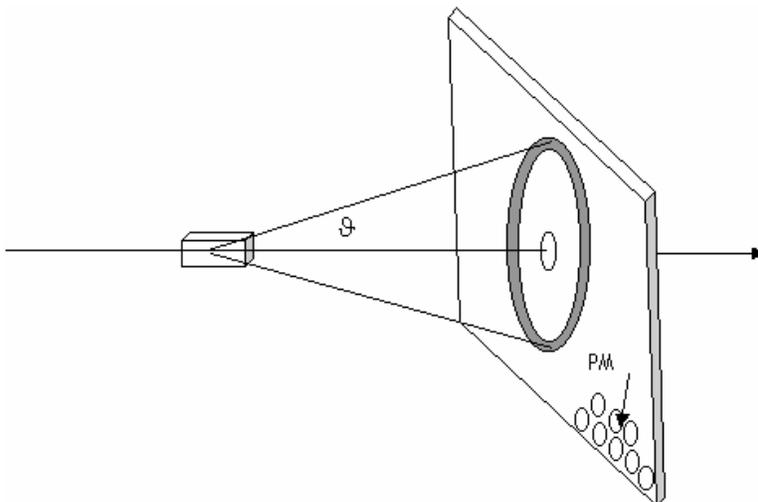


Fig. 17.24 principio di funzionamento di un rivelatore RICH

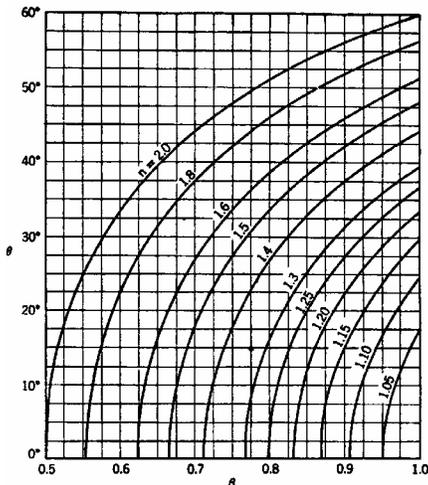


Fig. 17.25 dipendenza di ϑ dal valore di β

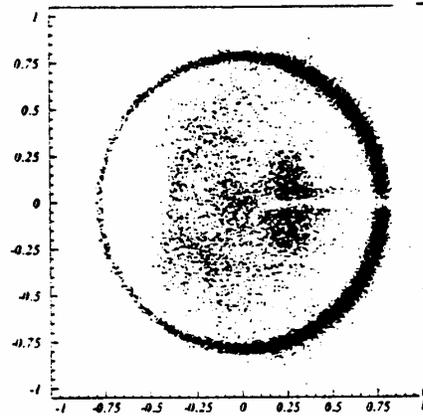


Fig. 17.26 esempio di ricostruzione degli eventi

Nelle figura 17.25 è riportata la dipendenza dell'angolo ϑ in funzione del β delle particelle al variare dell'indice di rifrazione n e nella figura 17.26 un esempio di ricostruzione degli eventi da dati sperimentali.

17.16 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 la generazione di impulsi 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 17.27:

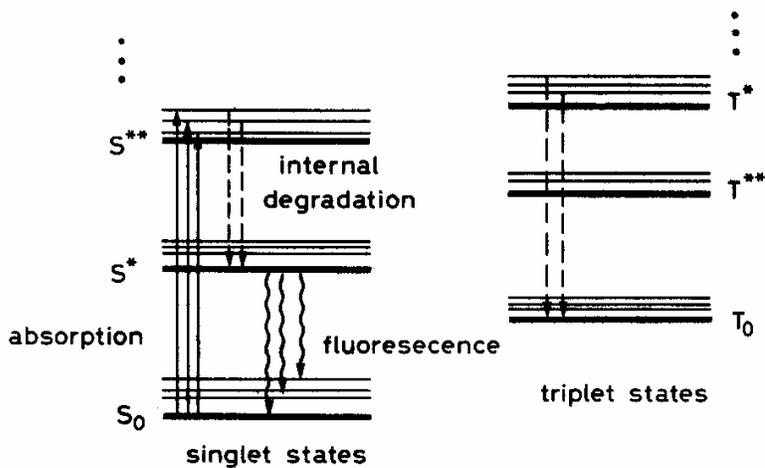
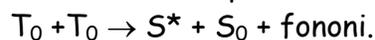


Fig. 17.27 livelli energetici negli scintillatori organici

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. Alcuni scintillatori organici possono essere allo stato liquido: in questo caso sono utilizzati per la rivelazione di particelle beta di bassissima energia (3H , ^{14}C). Il campione radioattivo viene disciolto all'interno dello scintillatore e si evita così qualsiasi spessore morto tra rivelatore e sorgente, massimizzando inoltre l'angolo solido di accettazione che in questa geometria vale 4π .

Gli scintillatori organici producono segnali estremamente veloci, con tempi di durata di qualche nanosecondo, che li rende particolarmente adatti all'impiego come apparati di "trigger" temporale. Altro vantaggio è il loro basso costo e la semplicità dell'utilizzo. 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.

17.17 Scintillatori inorganici

Gli scintillatori inorganici sono cristalli di alogenuri alcalini con aggiunta di piccole percentuali di "attivatori" che vengono indicati tra parentesi. Tra i più usati ricordiamo $NaI(Tl)$, $CsI(Tl)$, $KI(Tl)$, $LiI(Eu)$ e il CsF_2 . Fra i materiali non alcalini ricordiamo soprattutto il $Bi_4Ge_3O_{12}$ (ossigermanato di Bismuto, noto brevemente come BGO), il BaF_2 , il $ZnS(Ag)$.

Il meccanismo di luminescenza 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. 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. 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 (fig. 17.28).

La particella ionizzante può trasferire sufficiente energia ad un elettrone da portarlo nella banda di conduzione. Questo è il classico meccanismo di ionizzazione in cui gli elettroni e le lacune generati si muovono liberamente nel reticolo. Un'altra possibilità è invece che l'energia ceduta all'elettrone non sia sufficiente per portarlo nella banda di conduzione, cosicché esso rimane legato elettrostaticamente alla lacuna. Questo stato debolmente legato si chiama "eccitone". L'eccitone si può muovere attraverso tutto il cristallo ma non contribuisce alla conduzione poiché la sua carica totale è nulla. Ci si aspetta che esistano tutta una serie di livelli energetici dell'eccitone che vanno ad occupare la banda proibita, immediatamente sotto la banda di conduzione del cristallo. Nello NaI(Tl) la larghezza della banda proibita è dell'ordine di $6\div 8$ eV e la banda degli eccitoni è ≈ 1 eV. L'eccitone durante la sua diffusione attraverso il cristallo può venir catturato da un centro attivatore, che a sua volta si disecciterà attraverso emissione di radiazione: la lunghezza d'onda del segnale luminoso non è quindi legata alle impurezze e non al cristallo che, per questo motivo, risulta trasparente ad essa. Il meccanismo può venire considerato da un altro punto di vista, esaminando la struttura dei livelli energetici. La curva AE della figura 17.29 rappresenta l'energia potenziale dello stato fondamentale in funzione di una coordinata di configurazione, per esempio la distanza internucleare delle molecole del cristallo. La curva BE rappresenta l'andamento dell'energia potenziale per il primo stato eccitato. L'eccitazione del centro attivatore in seguito alla cattura di un eccitone è indicata dalla transizione AB. Il successivo decadimento di questo stato avviene per dissipazione termica con gli atomi vicine e porta il sistema da B a C. La transizione radiativa CD riporta il sistema nello stato fondamentale e tramite scambi termici si riporterà infine nella configurazione di energia minima A. Lo spettro di emissione avrà quindi lunghezze

d'onda maggiori dello spettro di assorbimento. Questo fatto risulta estremamente vantaggioso in quanto il cristallo risulta trasparente alla luce di diseccitazione (se venisse riassorbita non potrebbe essere rivelata dal fotomoltiplicatore) Inoltre questo porta lo spettro della luce dall'ultravioletto al visibile, in una zona dove la risposta dei fotomoltiplicatori è molto migliore.

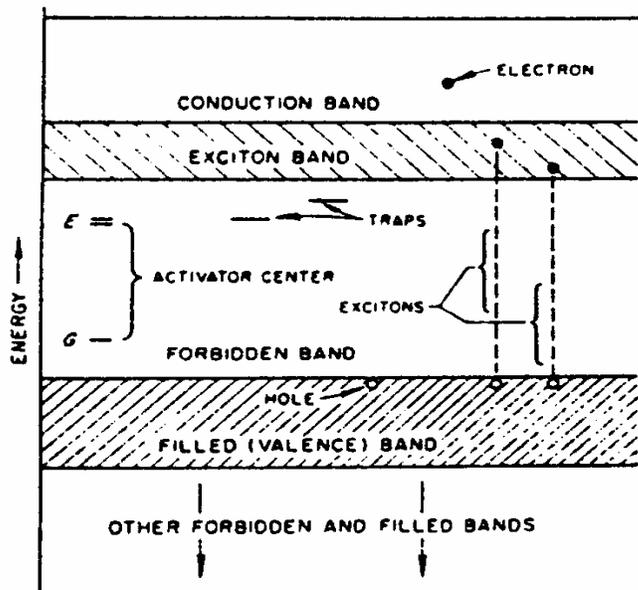


Fig. 17.28 livelli energetici negli scintillatori inorganici

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 (vedi statistica di Poisson) una risoluzione nettamente migliore. Altro vantaggio, specie per la rivelazione di fotoni, è il loro relativamente alto numero atomico che li rende molto più efficienti. Un inconveniente che alcuni di loro presentano (soprattutto NaI e CsI) è di essere molto igroscopici: è necessario quindi proteggerli rinchiudendoli in contenitori ermetici. Il BaF₂ ed il BGO non sono invece igroscopici e possono quindi essere manipolati senza particolari protezioni. Tutti gli scintillatori, sia organici che inorganici, devono essere accoppiati ad un fotomoltiplicatore, e l'insieme rivelatore-PM deve essere completamente isolato dalla luce ambientale, tramite un recipiente sigillato. Per avere inoltre la massima raccolta di fotoni, tutte le pareti del rivelatore, ad eccezione di quella che si affaccia sul PM, sono ricoperte da un materiale altamente riflettente.

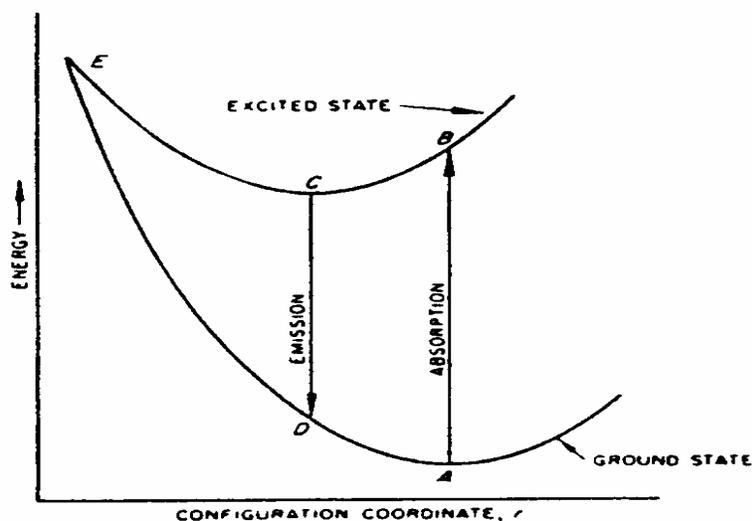


Fig. 17.29 diagramma energetico del meccanismo di scintillazione dei rivelatori inorganici

17.18 Il fotomoltiplicatore.

Come abbiamo accennato sono strumenti in grado di trasformare segnali ottici in impulsi elettrici. Le parti fondamentali del fotomoltiplicatore sono indicate nella figura 17.30:

Il fotocatodo.

È uno strato di materiale fotosensibile che ha la funzione di convertire, per effetto fotoelettrico, i fotoni ottici incidenti in elettroni. La durata dell'impulso luminoso dovuto all'interazione delle particelle con lo scintillatore è dell'ordine di qualche nanosecondo, in quanto il fotocatodo raccoglie fotoni che sono emessi isotropicamente dal punto di interazione e possono aver subito riflessioni ad opera delle pareti che racchiudono il rivelatore. Gli elettroni emessi hanno anch'essi una distribuzione temporale dell'ordine del nanosecondo. Poiché il numero di questi elettroni è molto basso (sono in genere una decina), la loro carica elettrica globale è troppo piccola per essere misurata direttamente, ed è necessario un sistema di moltiplicazione successivo.

L'ottica di raccolta

Dopo essere stati emessi dal fotocatodo, i fotoelettroni devono essere raccolti e portati senza perdite al primo stadio di moltiplicazione.

La sezione moltiplicatrice

Gli elettroni emessi dal fotocatodo vengono guidati, tramite un opportuno campo elettrostatico, attraverso una struttura di elettrodi, i dinodi, dove ciascun elettrone incidente dà origine, tramite il meccanismo della emissione secondaria, a più elettroni uscenti (in genere 2÷3). Il segnale di carica opportunamente amplificato, viene alla fine raccolto dall'anodo. Se il fattore di emissione secondaria vale δ , ed il numero dei dinodi è N , il fattore di moltiplicazione complessivo vale δ^N :

per esempio con $\delta=3$ un PM con $N=14$ dinodi presenta una fattore di moltiplicazione pari a $5 \cdot 10^6$, ma si riescono ad ottenere fattori di moltiplicazione fino a 10^8 . E' importante notare che l'amplificazione è lineare e la carica finale rimane proporzionale a quella iniziale (e quindi alla luce emessa in scintillazioni), ed è proporzionale all'energia depositata, conservandone inoltre l'informazione temporale.

I dinodi sono tenuti ad una differenza di potenziale accelerante (positiva) tra di loro, in modo da attrarre gli elettroni provenienti dal dinodo precedente. Questo è ottenuto tramite un partitore di tensione, come schematizzato in figura 17.31

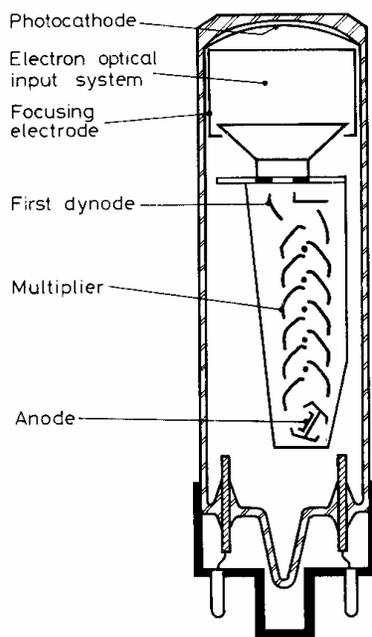


Fig. 17.30 schema di un fotomoltiplicatore

L'amplificazione di un fotomoltiplicatore dipende dal coefficiente δ che, in prima approssimazione, è proporzionale alla tensione interdinodo V_d . Supponendo V_d che resti costante lungo tutto il PM, e supponendo $\delta = k V_d$, il guadagno G del fotomoltiplicatore, ossia il rapporto tra gli elettroni raccolti all'anodo e quelli emessi dal fotocatodo, è dato da:

$$G = \delta^N = k^N \cdot V_d^N, \text{ e anche: } \frac{dG}{G} = N \frac{dV_d}{V_d}$$

Da questa relazione si vede quanto critica è la stabilizzazione in tensione dei dinodi: se per esempio $N = 15$, una variazione dello 0.1% sulla tensione di alimentazione dei dinodi si traduce in una variazione del 1.5% sul guadagno e quindi in un peggioramento della risoluzione del rivelatore. Se supponiamo che δ , a causa di processi stocastici, fluttui da evento ad evento secondo la statistica di Poisson (e

quindi con deviazione standard data da $\sqrt{\delta}$, nel caso che il fotocatodo emetta un solo fotoelettrone il segnale finale dopo N dinodi avrà una carica totale pari a $G = \delta^N$ con una deviazione standard relativa data da:

$$\left(\frac{\sigma_G}{G}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^4 + \dots + \left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^{2N}$$

che si ottiene considerando indipendenti le fluttuazioni su ogni dinodo e sommandole quadraticamente. Poiché $\sigma_\delta = \sqrt{\delta}$, si ottiene.

$$\left(\frac{\sigma_G}{G}\right)^2 = \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^N} \approx \frac{1}{\delta - 1}$$

Questa relazione ci dice che la deviazione standard è dominata dalle fluttuazioni sul primo dinodo, dove del resto la statistica è minima e gli effetti delle fluttuazioni sono più rilevanti.

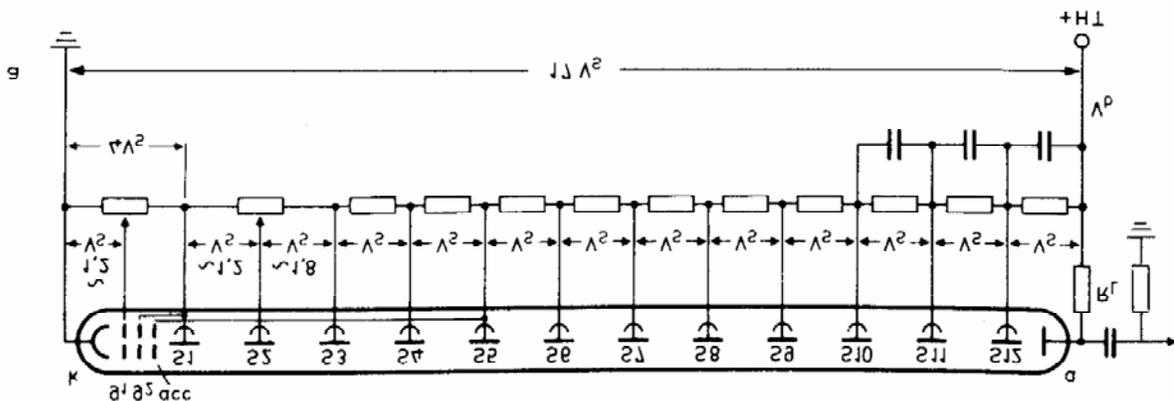


Fig. 17.31 circuito di alimentazione di un fotomoltiplicatore

IL problema della stabilizzazione in tensione dei dinodi si risolve utilizzando alimentatori stabilizzati, e facendo in modo che la corrente di alimentazione del partitore sia molto maggiore della corrente di elettroni lungo i dinodi (che scorre in parallelo) in modo che possa essere trascurata. Molto schematicamente, la differenza di potenziale tra due dinodi successivi è data da: $V_d = R(I_P + I_D)$, essendo I_P la corrente che fluisce nel partitore, ed I_D la corrente di elettroni lungo il tubo da vuoto. Poiché da evento ad evento I_D varia, per mantenere V_d costante deve sempre essere: $I_P \gg I_D$.

L'effetto della perturbazione dovuta a I_D si fa sentire soprattutto sugli ultimi dinodi, dove I_D è maggiore. I condensatori posti in parallelo (vedi schema precedente) sugli ultimi tra dinodi hanno la funzione di fornire la carica necessaria durante il picco di corrente senza che la tensione del dinodo vari.

Il numero di fotoni ottici prodotti dalla radiazione incidente è dato da: $P_v = \frac{E}{h\nu} \varepsilon_v$, dove E è l'energia depositata nello scintillatore, $h\nu$ l'energia dei fotoni ottici e ε_v l'efficienza di scintillazione. ε_v è in genere molto bassa: vale per esempio 8% per lo NaI e meno del 4% per l'antracene. L'impulso di fotoni ha una distribuzione temporale tipica della diseccitazione dello scintillatore:

$$p(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \frac{P_v}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

τ è dell'ordine di 10 ns per gli scintillatori plastici e vale 250 ns per lo NaI.

Il numero di fotoelettroni prodotti al fotocatodo risulta allora: $P_e = \varepsilon_L \varepsilon_C P_v$, dove ε_L rappresenta l'efficienza ottica (in genere attorno al 90%) e ε_C rappresenta l'efficienza di conversione del fotocatodo (in genere attorno al 10÷20 %). Sostituendo:

$$P_e = \varepsilon_L \varepsilon_C P_v = \varepsilon_L \varepsilon_C \varepsilon_v \frac{E}{h\nu}$$

La carica totale Q raccolta all'anodo dopo la moltiplicazione operata dai dinodi vale:

$$Q = P_e \delta^N = \varepsilon_L \varepsilon_C \varepsilon_v \frac{E}{h\nu} \delta^N$$

dove δ è al solito il numero medio di elettroni prodotti per emissione secondaria ed N il numero dei dinodi. Da qui si vede che se il primo dinodo riceve una decina di elettroni, la carica totale raccolta all'anodo corrisponde ad una ventina di picocoulomb.

17.19 Rivelatori a semiconduttore

Il principio di funzionamento è analogo a quello dei rivelatori a gas. Al posto del gas il mezzo è ora un volume di semiconduttore in cui una radiazione ionizzante crea coppie elettrone-lacuna (invece che coppie elettrone-ione) che possono essere raccolte per mezzo di un campo elettrico. Il vantaggio degli apparati a semiconduttore è che l'energia media richiesta per ottenere una coppia elettrone-lacuna è almeno 10 volte più piccola di quella necessaria in un rivelatore a gas, e questo si traduce in una risoluzione migliore. Inoltre i dispositivi a semiconduttore, data la loro maggiore densità, hanno potere frenante (particelle cariche) e coefficiente di attenuazione (fotoni) maggiori, e questo si traduce in maggiore efficienze di rivelazione. Altro vantaggio, nel caso di rivelazione di fotoni, è il numero atomico più elevato (Ge: $Z=32$) rispetto ai rivelatori a gas (Ar: $Z=20$).

La struttura di un semiconduttore, comparata a quella di un conduttore e di un isolante, è riportata in figura 17.32

Nei metalli banda di conduzione e di valenza sono sovrapposte, tanto è vero che vi sono elettroni liberi che partecipano alla conduzione della corrente elettrica. Negli isolanti il gap tra le due bande vale circa 6 eV, mentre nei semiconduttori il salto energetico è dell'ordine dell'elettronvolt: questo significa che l'energia termica può

essere sufficiente a portare qualche elettrone dalla banda di valenza a quella di conduzione lasciando una lacuna (mancanza di elettrone e quindi assimilabile ad una carica positiva) nella posizione precedentemente occupata dall'elettrone.

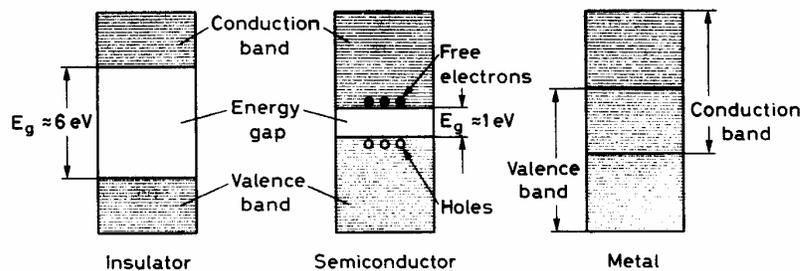


Fig. 17.32 la struttura a bande di un semiconduttore

Il fenomeno di conduzione elettrica per un semiconduttore è allora dovuto a due effetti: quello degli elettroni che si muovono nella banda di conduzione e quello delle lacune che si muovono nella banda di valenza. Coppie elettrone-lacuna sono costantemente generate a causa dell'energia termica ma, allo stesso tempo alcune di esse si ricombinano finché non si raggiunge una situazione di equilibrio statistico.

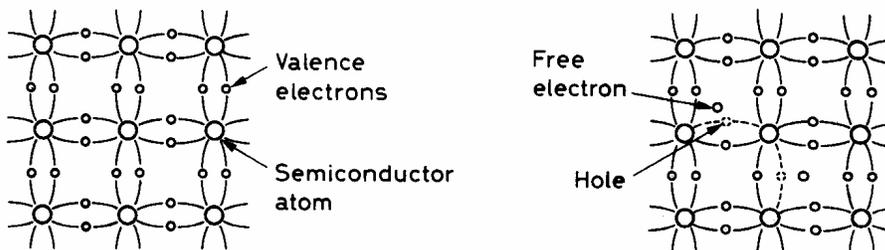


Fig. 17.33 legami elettronici in un semiconduttore. A temperature più elevate (destra) si nota la creazione di cariche libere e lacune

I semiconduttori sono materiali tetravalenti come Silicio e Germanio, il cui reticolo è formato da legami covalenti. In figura 17.33 è illustrata la situazione di un cristallo di silicio a $T = 0 \text{ K}$ (a sinistra) e a temperatura più elevata (a destra). La concentrazione n_i di elettroni e quindi di lacune ad una temperatura fissata T risulta essere:

$$n_i = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{\text{gap}}}{2kT}\right)$$

dove A è una costante che non dipende dalla temperatura ed E_{gap} rappresenta la larghezza della banda proibita. Per $T = 300 \text{ K}$, valori tipici per il Germanio e per il

Silicio, che hanno entrambi circa 10^{22} atomi/cm³ sono: $n_i \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ cm⁻³ (ossia una parte su 10^9 per il Germanio) e $n_i \approx 1.5 \cdot 10^{10}$ cm⁻³ (una parte su 10^{12} per il Si). Il fenomeno della ricombinazione avviene quando un elettrone che si trova nella banda di conduzione occupa il posto di una lacuna passando nella banda di valenza: nel processo viene emesso un fotone. Il meccanismo principale di ricombinazione avviene tramite centri di ricombinazione o di intrappolamento causati dalle impurità del reticolo cristallino (fig. 17.34).

Questo fenomeno può essere amplificato e tenuto sotto controllo con il cosiddetto "drogaggio". I cristalli tetraivalenti di Si o Ge possono essere "drogati" tramite l'aggiunta di piccole quantità di materiale pentavalente (As, Sb, P) detto donatore, creando un eccesso di elettroni, oppure con un materiale trivalente (Ga, B, In) detto accettore, ottenendo un eccesso di lacune come schematicamente illustrato in figura 17.35.

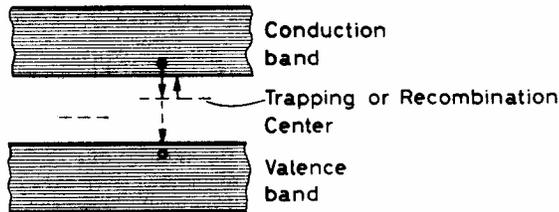


Fig. 17.34 i centri di ricombinazione in un semiconduttore

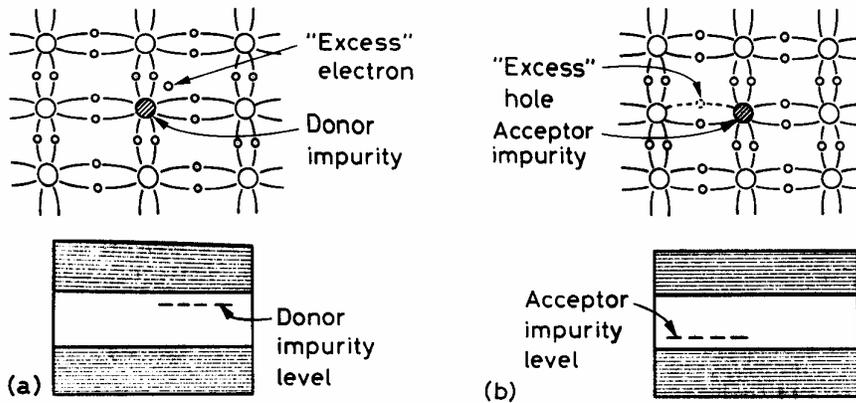


Fig. 17.35 drogaggio di un semiconduttore con materiali penta e trivalenti

Questi semiconduttori drogati vengono chiamati rispettivamente semiconduttori di tipo n o di tipo p. Se ora si uniscono due semiconduttori con drogaggi opposti, si ottiene una giunzione pn schematizzata nella figura 17.36

A causa delle differenti concentrazioni di elettroni e di lacune vi è una iniziale diffusione degli elettroni verso la regione p e delle lacune verso la regione n. All'equilibrio si crea una differenza di potenziale di contatto V_0 e si genera un campo elettrico che impedisce ulteriore diffusione. Senza entrare nel dettaglio, ciò che è importante per l'utilizzo dei semiconduttori come rivelatori di particelle è che la zona di cambiamento di potenziale (detta anche zona di svuotamento, "depletion layer") ha la proprietà di essere completamente libera da ogni possibile portatore di carica. Questa zona, che per $V_0 = 1$ Volt vale $10 \div 100 \mu\text{m}$, può essere artificialmente estesa (vedi figura 17.37) se la giunzione pn viene polarizzata inversamente con una tensione applicata $V_I \approx 50 \div 100$ Volt

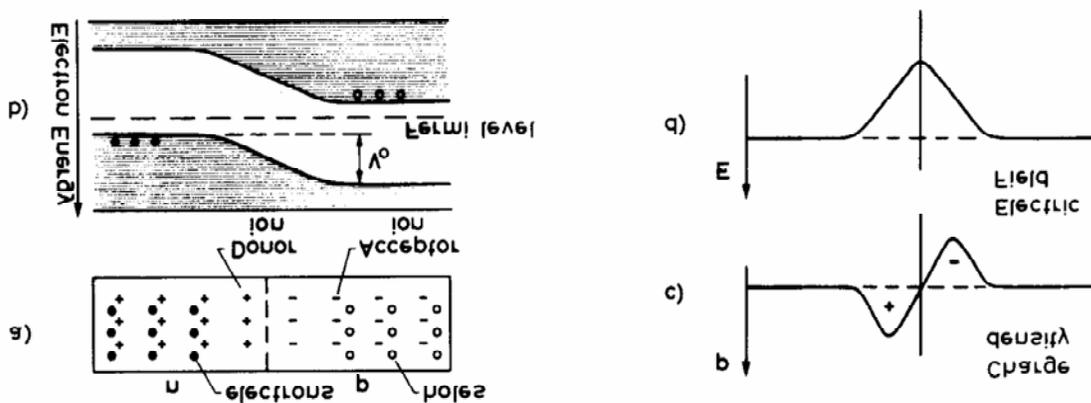


Fig. 17.36 giunzione p-n e campo elettrico di contatto

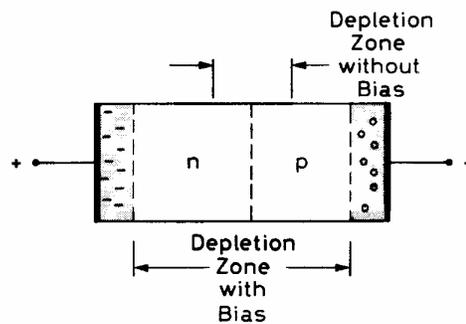


Fig. 17.37 la zona di svuotamento aumenta per la presenza di una polarizzazione inversa

La zona di svuotamento funziona a questo punto come un rivelatore a gas: la radiazione incidente, interagendo con il cristallo, perde energia per ionizzazione e produce coppie elettrone-lacuna che vengono raccolte dal campo elettrico prodotto

dalla polarizzazione inversa. Il vantaggio principale dei rivelatori a semiconduttore è dovuto al fatto che l'energia per creare una coppia elettrone-lacuna è assai bassa. Come per i gas, l'energia media è indipendente dal tipo e dall'energia della radiazione incidente e risulta circa 1/100 di quella richiesta per la generazione di un fotoelettrone in uno scintillatore: nel caso dei semiconduttori essa ovviamente dipende dalla temperatura. A titolo di esempio, per il silicio l'energia necessaria per creare una coppia vale 3.62 eV a temperatura ambiente e 3.81 eV alla temperatura di 77 K (azoto liquido); per il germanio è di soli 2.96 eV a 77 K (non è possibile utilizzare rivelatori al Germanio a temperatura ambiente, a causa del rumore termico).

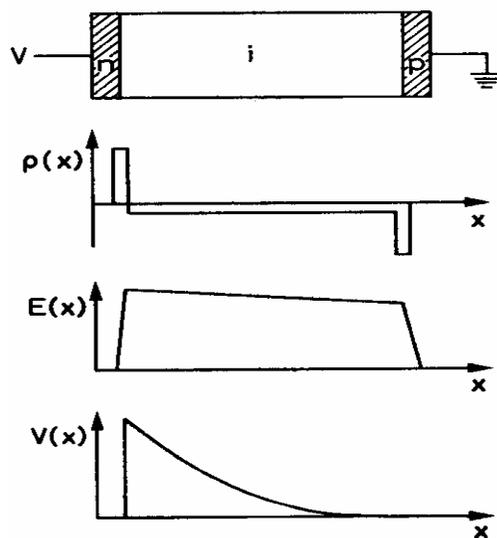


Fig. 17.38 andamento di varie grandezze elettriche nella zona di svuotamento

Per aumentare lo spessore della zona sensibile si inserisce tra la zona p e la zona n una zona di semiconduttori compensati (detti di tipo i) per i quali la concentrazione di donatori ed accettori sono le stesse. Questi rivelatori p-i-n hanno la zona priva di carica spaziale abbastanza ampia, dell'ordine di qualche centimetro ed un campo elettrico interno pressochè costante.

Per ottenere questa zona compensata si diffonde nel cristallo (Ge o Si) del litio (donatore) in un cristallo originariamente di tipo p, come illustrato in figura 17.39. Se la concentrazione di litio varia con continuità, si passa gradatamente da un materiale di tipo p ad un materiale di tipo n e la zona di svuotamento risulta sensibilmente più spessa. Per mantenere questo gradiente di concentrazione è necessario mantenere alla temperatura dell'azoto liquido questo tipo di rivelatori, indicati con il simbolo Ge(Li) o Si(Li): questo è appunto l'inconveniente maggiore.

In genere i rivelatori al silicio sono usati in tutte le applicazioni che comportano la rivelazione di particelle cariche, mentre i rivelatori al germanio sono preferiti per la rivelazione dei fotoni.

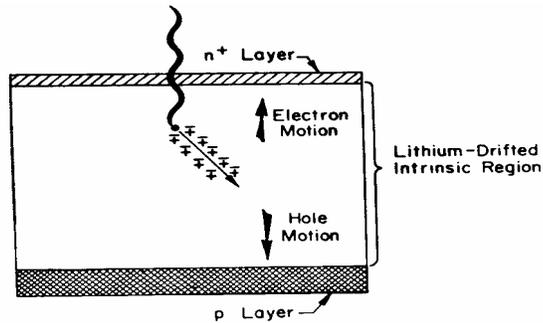


Fig. 17.39 rivelatori a diffusione di Litio ("Lithium-drifted")

Recentemente, i grandi progressi tecnologici effettuati sulla crescita di cristalli hanno permesso la realizzazione di cristalli anche di grosse dimensioni (volumi dell'ordine del litro) ad altissima purezza (meno di 10 atomi/cm^3 di impurezze). Rivelatori di questo tipo, detti HPGe (High Purity Germanium) hanno l'enorme vantaggio di non dover essere tenuti continuamente a bassa temperatura: il raffreddamento è necessario solo se viene applicata la tensione di polarizzazione, che in questo caso, a causa delle maggiori dimensioni della zona sensibile, sono dell'ordine di qualche migliaio di Volt.

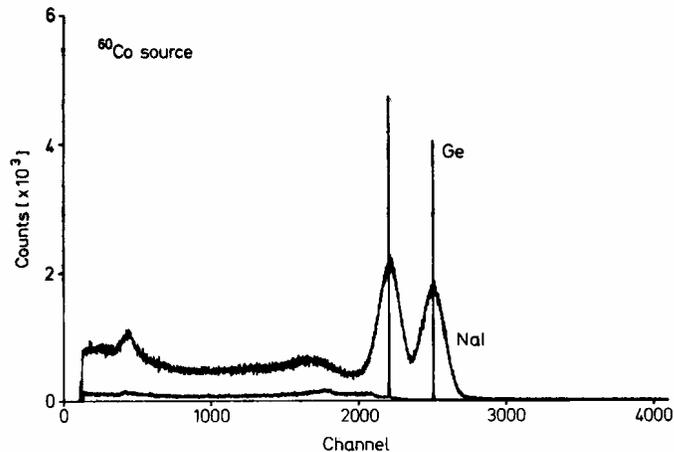


Fig. 17.40 confronto tra rivelatore al Germanio e NaI(Tl)

Nel grafico di figura 17.40 precedente è riportato il confronto tra la funzione di risposta di un rivelatore al Germanio ed un rivelatore NaI(Tl): è evidente la notevole differenza in risoluzione energetica.

I rivelatori al silicio, nel caso di rivelazione di particelle cariche, possono essere formati da strisce sottilissime affacciate parallelamente tra di loro e lette da una elettronica indipendente come illustrato nelle figure 17.41 e 17.42. In questo modo

si comportano come i fili di una camera MWPC o addirittura come una camera a drift.

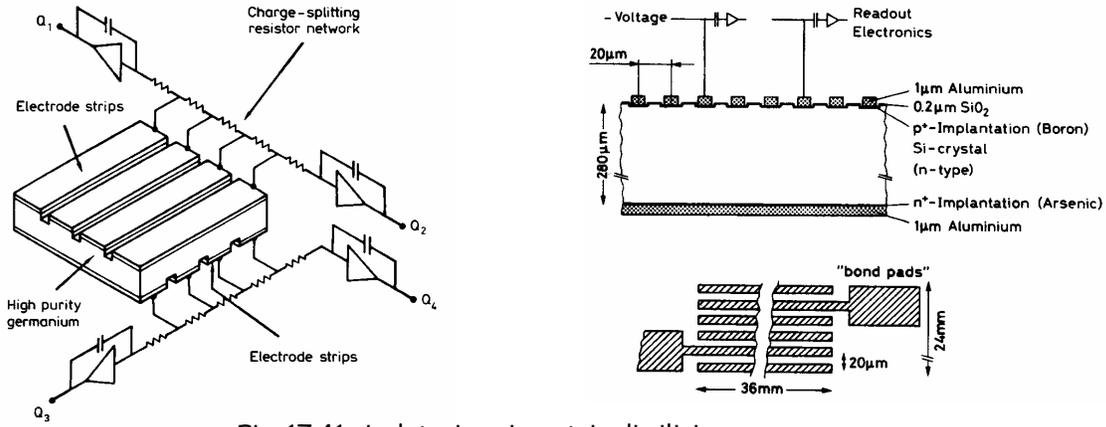


Fig. 17.41 rivelatori a microstrip di silicio

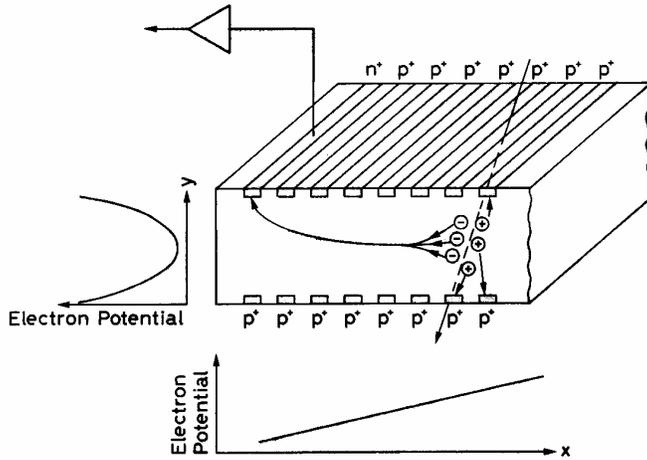


Fig. 17.42 identificazione di una traccia con rivelatori microstrip

17.20 Scelta del rivelatore

Vediamo ora, a conclusioni di questo capitolo, come si deve scegliere il tipo di rivelatore a seconda della radiazione da monitorare.

Radiazione alfa

Il range delle particelle alfa in aria è di qualche centimetro, nei materiali solidi di qualche micron

- Contatori proporzionali a finestra sottile
- Rivelatori a semiconduttore (Silicio) a barriera superficiale

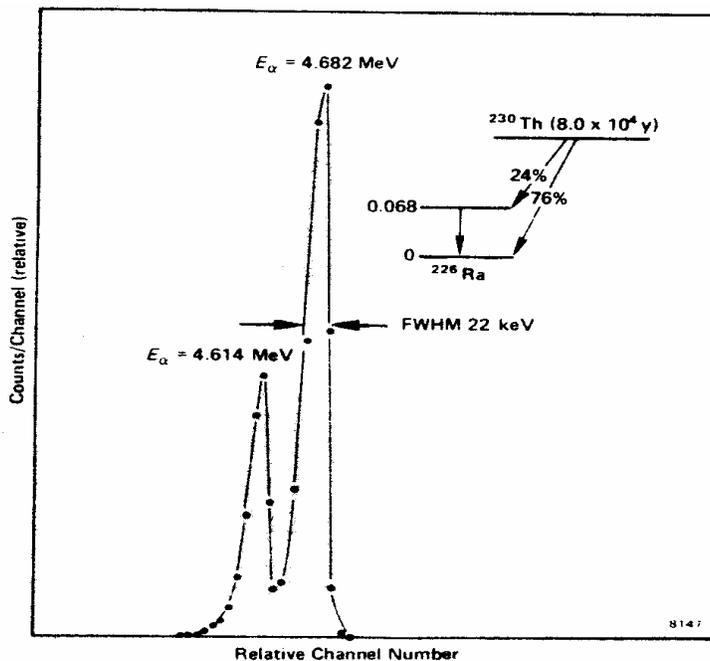


Fig. 17.43 Spettro particelle alfa dal ^{230}Th ottenuto con un contatore proporzionale

A titolo di esempio in figura 17.43 è riportato lo spettro delle particelle alfa emesse dal Torio rivelate tramite un contatore proporzionale. A causa della buona risoluzione (FWHM = 22 keV) sono distinguibili le due energie diverse. Il picco di energia 4.682 MeV risulta più intenso in quanto associato al 76% dei decadimenti. Da una valutazione numerica si ricaverebbe che il rapporto delle aree dei picchi sta esattamente come il rapporto delle relative probabilità di decadimento (branching ratio)

In figura 17.44 è riportato invece uno spettro, sempre di particelle alfa, ma ben più complesso.

Naturalmente, sia i contatori proporzionali che i rivelatori a stato solido possono essere utilizzati per la rivelazione di raggi X di bassa energia, essendo il cammino

libero medio dell'ordine di poche centinaia di micron (qualche mm al massimo). Lo spettro di figura 17.45 è appunto uno spettro dei raggi x atomici provenienti dallo ^{241}Am .

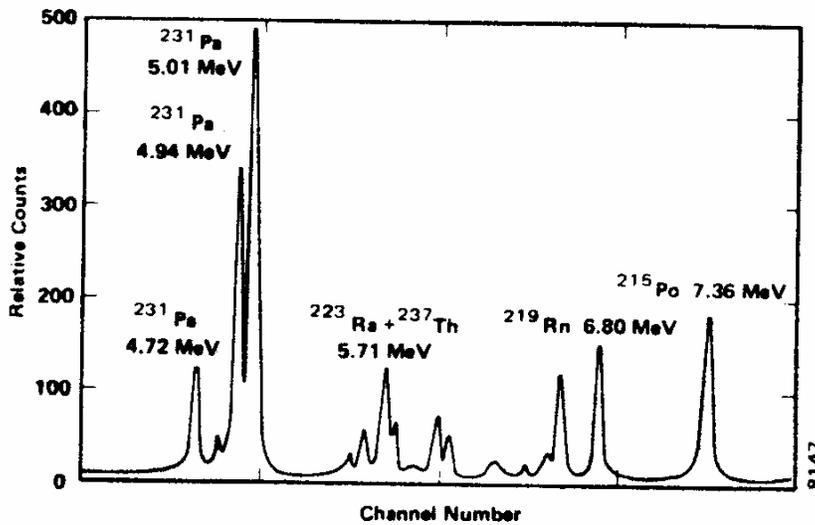


Fig. 17.44 Spettro particelle alfa ottenuto con un rivelatore a semiconduttore (Si)

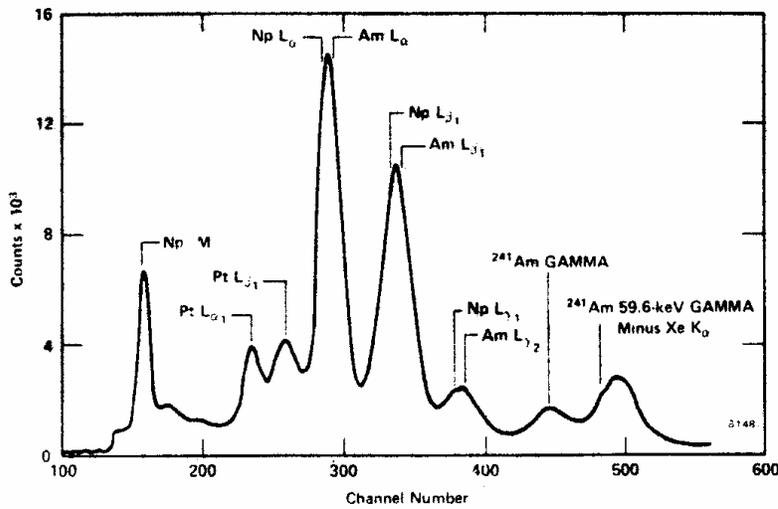


Fig. 17.45 spettro dei raggi x atomici provenienti dallo ^{241}Am ottenuto con un contatore proporzionale

Radiazione beta

Hanno uno spettro continuo, quindi la risoluzione del rivelatore non è importante.

Il range è di qualche g/cm^2

- Contatori proporzionali

- Scintillatori organici
- Per radiazione beta di bassa energia (^{14}C : $E_{\text{max}}= 180 \text{ keV}$, ^3H : $E_{\text{max}}= 20 \text{ keV}$) vengono usati scintillatori liquidi o contatori proporzionali operanti a pressione atmosferica a flusso di gas (senza finestra)

A titolo di esempio in figura 17.46 è riportato lo spettro beta del Tallio 204 . I punti rappresentano i conteggi sperimentali mentre la linea continua rappresenta un fit. Come già detto, trattandosi di spettri continui, la risoluzione non è un parametro importante e per la rivelazione di particelle beta vengono preferiti gli scintillatori inorganici a causa del loro basso costo e della loro facilità di impiego. Naturalmente il discorso è diverso se si devono rivelare elettroni di elevata energia. In questo caso, a causa della produzione di sciami elettromagnetici, il comportamento degli elettroni e dei fotoni di elevata energia nella materia è pressocchè analogo e pertanto verranno utilizzati per la loro rivelazione gli stessi tipi di rivelatori (vedi nel seguito rivelatori per fotoni)

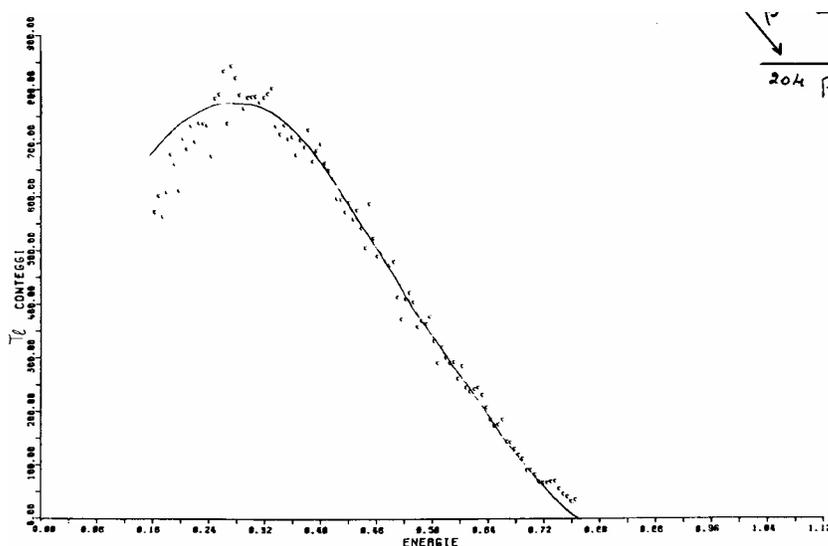


Fig. 17.46 Spettro beta del ^{204}Tl misurato con uno scintillatore organico

Un altro esempio di rivelazione di spettro beta è dato in figura 17.47 dove è visibile la doppia spalla, tipica del decadimento beta in cascata. In questo caso si ha la trasformazione: $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$. Lo ^{90}Sr decade in ^{90}Y con un tempo di dimezzamento di 28 anni ed una energia beta massima di 0.5 MeV (prima spalla in figura, a causa dell'effetto della soglia se ne vede solo la discesa). Lo ^{90}Y decade immediatamente in ^{90}Zr con un tempo di dimezzamento di 62 ore (siamo quindi in condizioni di equilibrio secolare) ed una energia beta massima di 2.7 MeV (seconda spalla in figura)

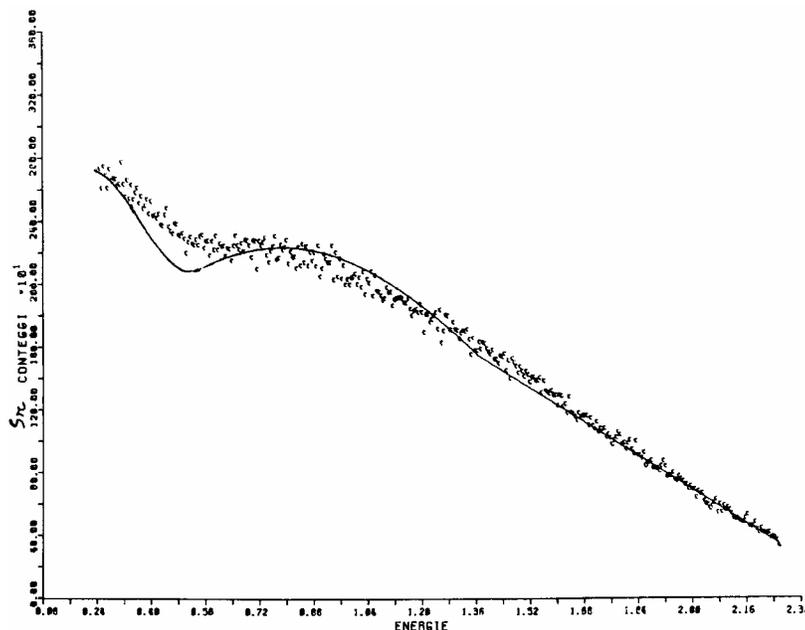


Fig. 17.47 Spettro beta del ^{90}Sr : è visibile il doppio decadimento beta ($^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$)

Radiazione gamma

Necessitano di rivelatori con alto Z ed alta densità: i più usati sono NaI(Tl) e BGO. Possono essere costruiti anche di grandi dimensioni, quindi con efficienza relativamente elevata anche o per fotoni di alta energia. Se la risoluzione è un parametro fondamentale, il rivelatore migliore è il germanio, specie lo HPGe: in questo caso le dimensioni sono ridotte e l'efficienza risulta minore.

Nella figura 17.48 sono schematizzati i principali effetti che stanno alla base della rivelazione gamma con scintillatori e che contribuiscono alla forma della funzione di risposta: è possibile distinguere vari effetti dovuti all'interazione dei fotoni sia nel volume sensibile del rivelatore che nei materiali circostanti: la forma dello spettro gamma dipende dal peso relativo di questi effetti e quindi dalle distanze e dimensioni dei materiali circostanti.

In figura 17.49 riportato uno spettro di fotoni (fondo gamma ambientale) misurato con NaI e Ge. La scala delle ordinate dà un'idea della efficienza relativa dei due rivelatori, decisamente a favore dello NaI, soprattutto per motivi di dimensioni del rivelatore. D'altra parte il vantaggio di avere una risoluzione migliore è evidente se lo scopo della misura è il riconoscimento delle righe gamma e quindi degli elementi emittitori. Come si vede, nello spettro dello NaI molti gruppi di picchi sono completamente sovrapposti nella funzione di risposta e quindi sperimentalmente indistinguibili.

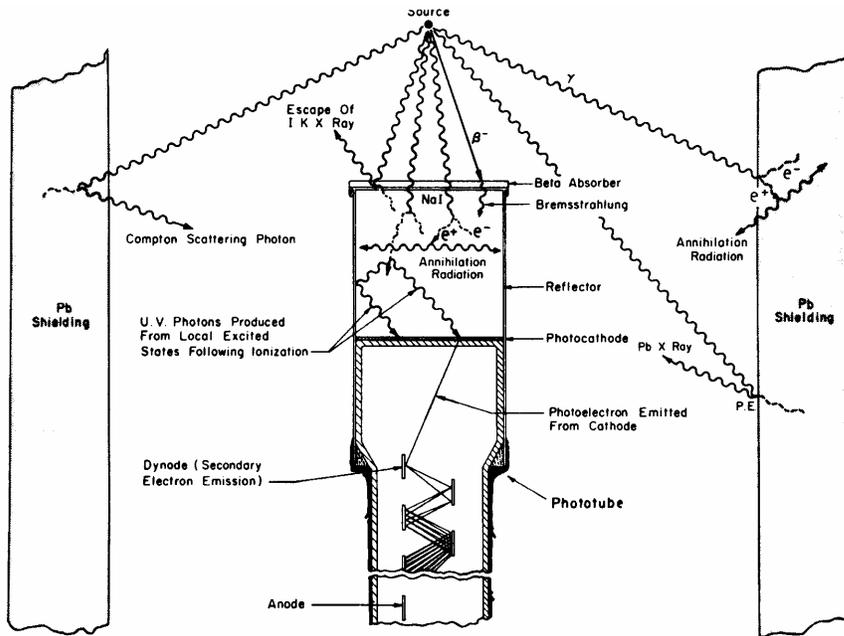


Fig. 17.48 illustrazione dei principali effetti di interazione dei fotoni che contribuiscono alla funzione di risposta dei rivelatori

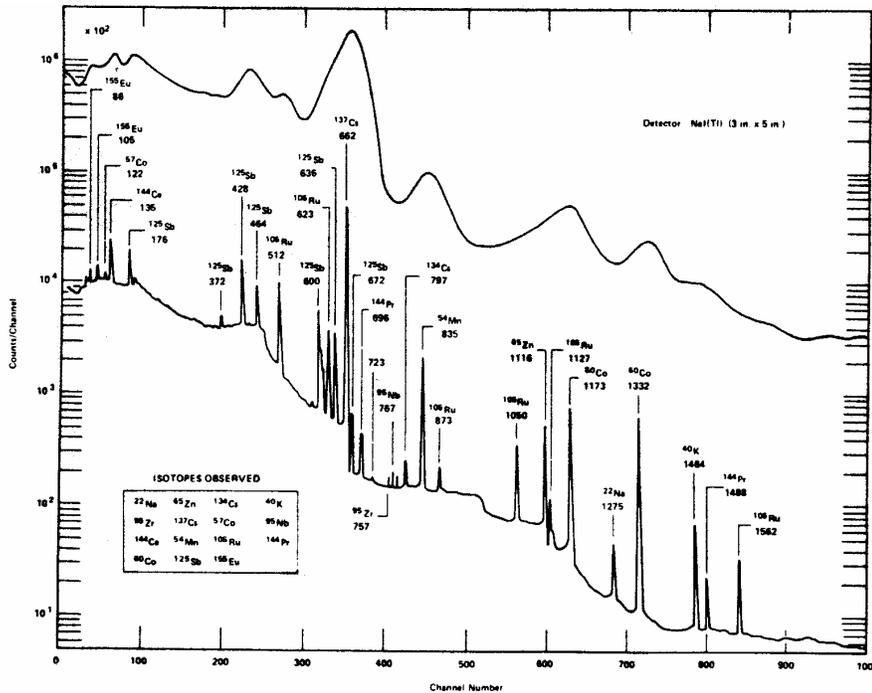


Fig. 17.49 Spettro di fotoni (fondo gamma ambientale) misurato con NaI e Ge