
NOTE TECNICHE
NT - 3/10 - 1970

SATELLITE NAZIONALE SIRIO

**STUDIO PRELIMINARE SUI RIVELATORI ALLO STATO
SOLIDO PER IL LORO IMPIEGO NELL'ESPERIMENTO A.E.
(PROTONI INTRAPPOLATI 0,5–20 MeV)**

G. Ventura

Laboratorio TE.S.R.E. - C.N.R.

Bologna - Italia



SOMMARIO

Il presente studio è stato condotto nell'ambito della attività svolta per il progetto SIRIO (rivelatore per protoni da 0,5 a 20 MeV) ed il suo scopo è di riassumere, in modo molto schematico, il principio di funzionamento e le possibilità applicative dei rivelatori allo stato solido.



I CENNI SULLA DISTRIBUZIONE DELLA ENERGIA A BANDE NEI SEMI CONDUKTORI INTRINSECI E SEMICONDUTTORI ESTRINSECI. LA GIUNZIONE P-N.

Quando gli atomi si riuniscono per formare un solido cristallino, gli stati energetici di ogni singolo atomo vengono modificati; l'analisi in generale complessa, può essere semplificata nel caso in cui si faccia l'ipotesi che il cristallo sia perfetto, ovvero quando - composto da più atomi omologhi - le sue proprietà si riproducono con la periodicità del reticolo, essendo ogni atomo un nodo del reticolo stesso.

Questa ipotesi permette lo studio del moto di un elettrone sottoposto all'azione di un potenziale periodico $V(x) = V(x-na)$ (Fig. 1) e, sotto queste condizioni, la equazione di Schrodinger può essere risolta esattamente facendo uso del teorema di Floquet.

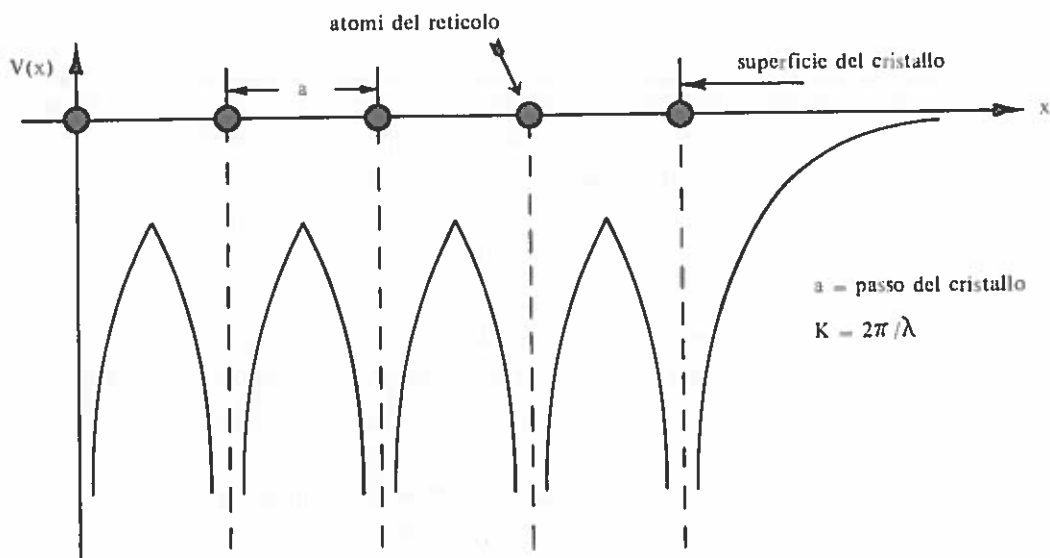


FIG. 1

La soluzione esatta del problema conduce al seguente risultato: l'energia E risulta essere una funzione parabolica di k e di periodo $T = 2\pi/a$.

Tuttavia le condizioni ai limiti impongono delle restrizioni al campo di definizione della funzione $E(k)$ e ciò impone che $E(k)$ sia definita solo in certi intervalli di energia (BANDE PERMESSE) mentre non lo sia in altri intervalli (BANDE PROIBITE).

Tutto ciò ha comunque validità qualora si suppongano illimitate le dimensioni del cristallo; se cosí fosse l'elettrone potrebbe assumere, all'interno di una certa banda permessa, un qualunque valore di energia col risultato che l'energia, all'interno della banda stessa, sarebbe continua.

Quando si prendano in considerazione le dimensioni finite del cristallo (ovvero la sua lunghezza L), le condizioni ai limiti impongono che L stessa sia un multiplo intero della lunghezza d'onda λ associata al moto dell'elettrone, per cui il vettore d'onda assume il valore $K = p \cdot 2\pi/L$ con p intero positivo.

All'interno di una banda permessa esistono dunque livelli di energia discreti separati da intervalli $\Delta K = 2\pi/L$, per cui la funzione $E(k)$ cessa di essere continua come nel caso di L illimitato per diventare discontinua, essendo costituita - nelle bande di energia permessa - da una serie di punti di ascissa $K = p \cdot 2\pi/L$ ($p = 0, 1, \dots, N$) e di periodo $2\pi/a$ tanto piú ravvicinati quanto piú grandi sono le dimensioni del cristallo.

Il numero possibile dei livelli energetici che può assumere l'elettrone in una banda permessa è dunque dato da $L/a = N = n^\circ$ dei nodi del cristallo = n° atomi del cristallo perfetto.

E' quindi erroneo ritenere che la energia sia distribuita in una banda permessa in modo continuo; non si commette tuttavia un errore notevole se si assume che la energia sia continua: infatti se gli atomi del cristallo sono all'incirca 10^{19} e la larghezza della banda è di circa 1 eV, allora gli stati energetici all'interno della banda sono separati l'uno dall'altro di 10^{-19} eV, quantità piccola a sufficienza per ritenere la banda continua.

In conclusione, gli elettroni di un solido cristallino di dimensione limitate non possono occupare che certi livelli energetici discreti all'interno delle bande di energia permessa, livelli che sono numericamente funzione del numero di atomi del cristallo.

Se i nuclei del cristallo sono distanziati di molto, allora questi livelli sono praticamente quelli degli atomi isolati; diminuendo la distanza interatomica, il potenziale di ciascun atomo viene modificato sotto l'influenza progressiva degli atomi vicini per cui i livelli energetici discreti di modificano raggruppandosi in bande di energia tanto piú larghe quanto piú è piccola la distanza interatomica.

E' chiaro comunque che vengano modificati molto prima gli elettroni dei gusci periferici che quelli dei gusci piú interni.

La Fig. 2 dà una rappresentazione delle bande per i casi piú interessanti del Silicio e del Germanio. Nella stessa figura R è il passo del reticolo ed R_0 ne è il valore stabile.

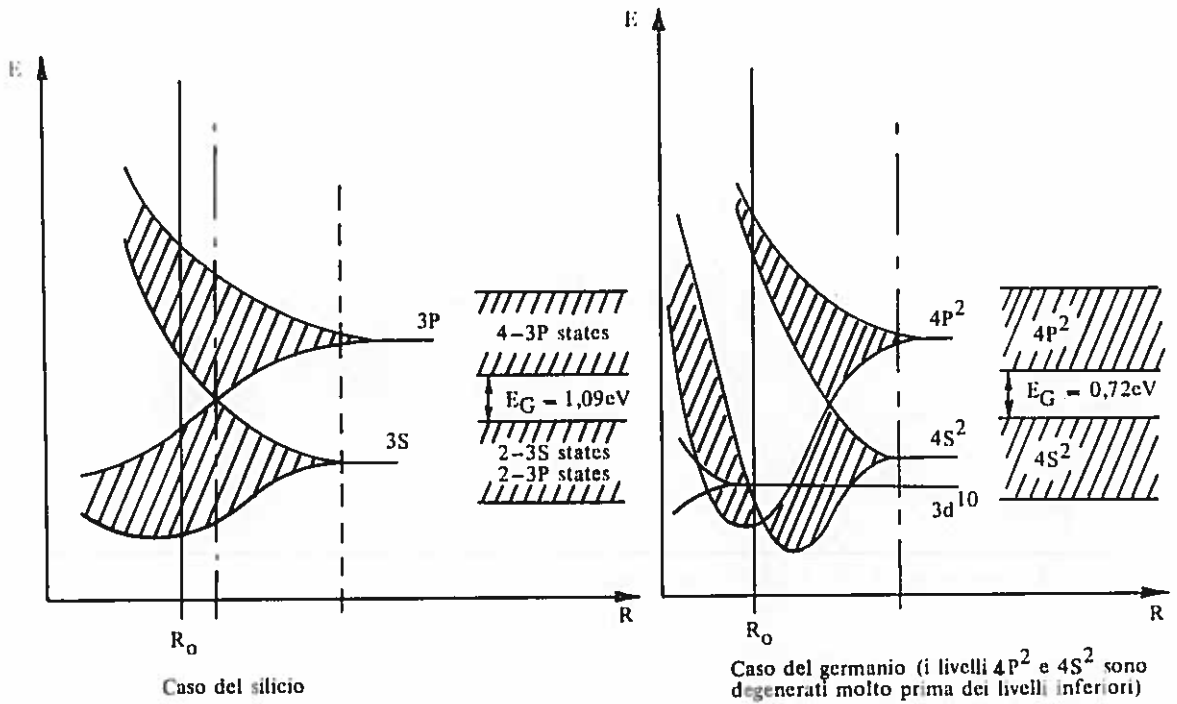


FIG. 2

La cosiddetta banda di valenza è quella che contiene gli elettroni di valenza del solido atomico ed è precisamente quella che viene condivisa dal cristallo come un tutto.

La banda permessa, immediatamente al di sopra della banda di valenza è la banda di conduzione che corrisponde ai primi stati eccitati e che, al di sotto di una certa temperatura, è normalmente vuota. La banda intermedia di energia proibita è detta banda proibita o Energy Gap.

La classificazione che in genere viene fatta dei solidi è basata su considerazioni di grandezze macroscopiche quali ad esempio la resistività. Questa classificazione — per altro arbitraria — porta a distinguere i materiali nelle categorie: conduttori, semiconduttori, isolanti.

Una giustificazione di questa distinzione può essere data considerando la struttura a bande, dei tre tipi di materiale suddetto.

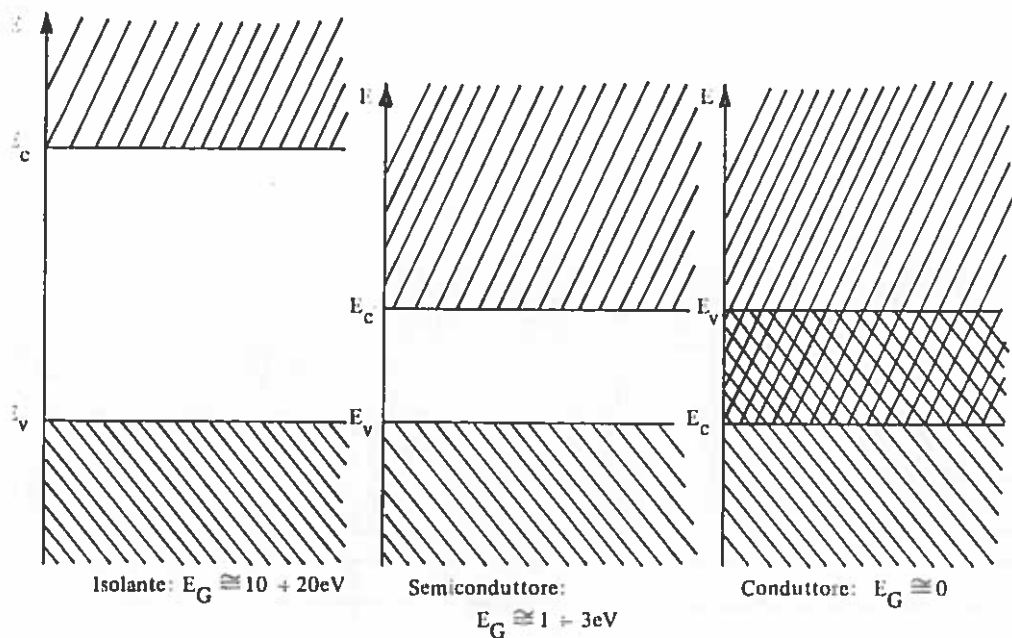


FIG. 3

Facendo riferimento alla Fig. 3 si vede che:

- A) PER I CONDUTTORI — la banda di valenza e la banda di conduzione si sovrappongono permettendo libera conduzione a qualunque temperatura.
- B) PER GLI ISOLANTI — la banda di valenza e la banda di conduzione sono separate dalla "Energy Gap" la quale è tanto elevata a temperature ordinarie da impedire agli elettroni di valenza, eccitati termicamente, il salto alla banda di conduzione.
- C) I SEMICONDUTTORI — sono in pratica isolanti a basse temperature e conduttori man mano che la temperatura cresce, il che spiega il coefficiente in genere negativo di resistività di questi materiali; questa proprietà deriva dal fatto che la Energy Gap

è di circa $1 \div 3$ eV, per cui al di sopra di un certo livello di agitazione termica gli elettroni della banda di valenza acquistano energia sufficiente per saltare alla banda di conduzione. Ciò dà luogo ad una conduzione per elettroni nella banda di conduzione e per lacune nella banda di valenza.

C'è da notare che, in pratica, la Energy Gap E_G non è costante con la temperatura ma varia in modo approssimativamente lineare secondo la legge
 $E_G(T^\circ K) \cong E_G(0^\circ K) - \beta T$.

con $\beta \cong 2,23 \cdot 10^{-4}$ eV/°K per Ge
 $\beta \cong 3,6 \cdot 10^{-4}$ eV/°K per Si

(valori medi perchè anche β varia con la temperatura)

$E_G(300^\circ K) \cong 0,72$ eV per Ge

$E_G(300^\circ K) \cong 1,15$ eV per Si

A loro volta i semiconduttori vengono distinti in :

- I) semiconduttore di tipo intrinseco (che sarebbe il cristallo nella sua forma più pura);
- II) semiconduttore di tipo estrinseco (ovvero cristallo drogato e/o contenente impurità di altri materiali).

I) SEMICONDUTTORE DI TIPO INTRINSECO

A temperatura vicino allo zero assoluto, un semiconduttore di questo tipo si comporta come un buon isolante, ovvero la banda di conduzione è vuota, la banda di valenza è piena e la conduzione per elettroni o lacune è impossibile. A temperature più elevate la energia termica può essere sufficiente per eccitare un numero apprezzabile di elettroni - lacune, favorendo così la conduzione (eccitazione intrinseca). Lo studio dei semiconduttori viene fatto applicando la statistica di Fermi-Dirac : la funzione di probabilità chiarisce quanto detto dimostrando che esiste una probabilità diversa da zero di trovare, a temperature maggiori dello zero assoluto, elettroni con energia maggiore di E_f (Fig. 4). La densità degli elettroni con energia maggiore di E_c ad una temperatura T , si trova facendo il prodotto della probabilità di un elettrone di avere una energia compresa fra E ed $E+dE$ e la densità degli stati nello spazio delle fasi $g(E)$ ed integrando tra E_c e $+\infty$.

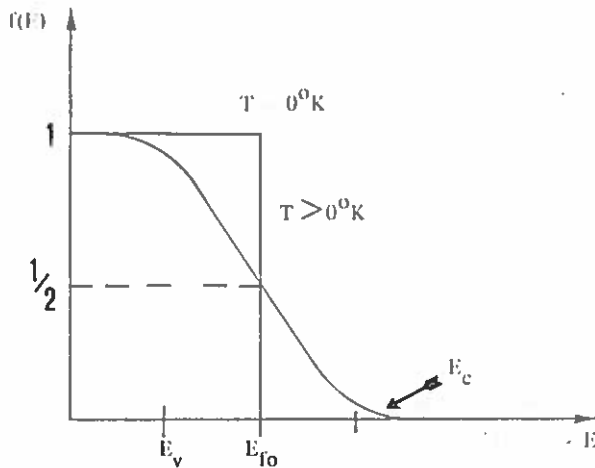


FIG. 4

Il risultato è :

$$n_i = (\text{cost.}) T^{3/2} \exp\left(\frac{E_f - E_g}{K T}\right)$$

dove la costante ha il valore :

$$1,76 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3/2} \text{ per Ge}$$

$$4,76 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3/2} \text{ per Si}$$

Analogamente per p (densità di lacune) si ha :

$$p_i = (\text{cost.}) T^{3/2} \exp\left(\frac{E_v - E_f}{K T}\right)$$

Da queste espressioni per p_i ed n_i si vede che il numero di portatori di carica dipende in modo critico, oltre che dalla temperatura, dal valore del livello Fermi- E_f (imponendo l'uguaglianza $n_i = p_i$, necessaria per la elettroneutralità del semiconduttore, si trova :

$$E_f = \frac{E_c - E_v}{2}.$$

E' comunque importante notare che il prodotto :

$$np = C_i^2 = (\text{cost}) T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{KT}\right)$$

dipende solo dalla temperatura e dal valore della Energy Gap.

Con la tecnica attuale non è possibile ottenere cristalli semiconduttori perfetti (intrinseci) dato che sono sempre presenti impurità o difetti. In genere si riesce ad ottenere una densità di impurità indesiderabili di 10^{12} atomi

per centimetro cubo contro 10^{22} atomi di Germanio o Silicio per cm^3 .

II) SEMICONDUCTORE DI TIPO ESTRINSECO (le cui proprietà sono in parte estranee al semiconduttore).

Quando al Germanio o al Silicio vengono aggiunte impurità trivalenti o pentavalenti, nella struttura a bande appaiono nuovi livelli di energia.

II/A) – Drogaggio con impurità pentavalenti.

Introducendo nel Silicio o nel Germanio un atomo pentavalente (fosforo, antimonio, bismuto, arsenico) quest'ultimo mette a disposizione dei quattro atomi di Silicio (Germanio) circostanti, quattro dei suoi elettroni periferici, mentre il quinto pur restando legato all'impurità, mantiene con essa un legame assai lasco. L'energia di legame del quinto elettrone (che si muove su un'orbita di raggio tale da contenere più celle reticolari del cristallo puro) risulta così essere assai minore della energia necessaria ad un elettrone di tipo intrinseco per saltare alla banda di conduzione (Fig. 5).

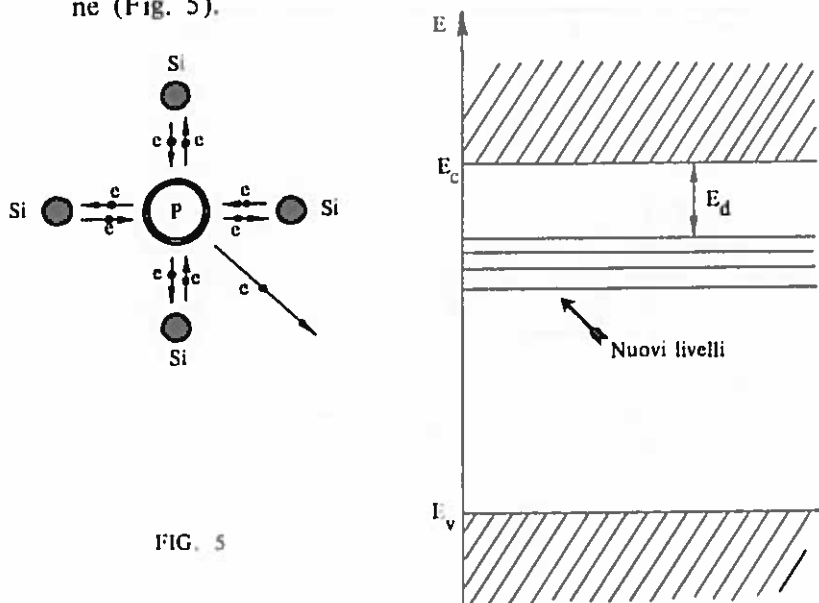


FIG. 5

Drogare dunque del Ge o Si con elementi pentavalenti, significa – mediante l'introduzione di nuove impurità – diminuire l'energia necessaria per "attivare" un elettrone; nella struttura bande ciò equivale nella introduzione di nuovi livelli energetici vicino alla ban-

da di conduzione e da essa molto meno separati che nel semiconduttore intrinseco (Fig. 6).

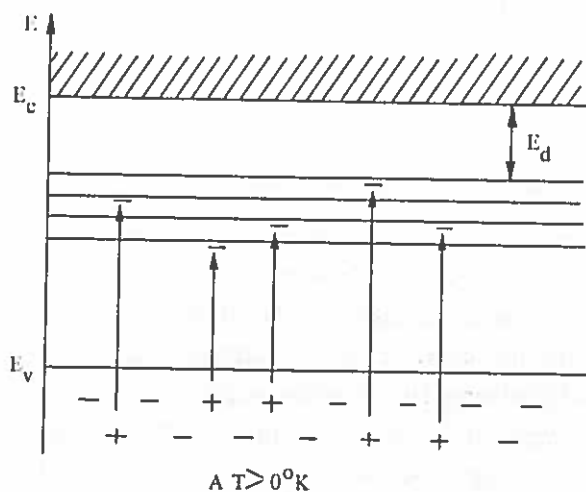


FIG. 6

Dal punto di vista della statistica di Fermi-Dirac creare questi nuovi livelli "donatori" significa aumentare - a quella temperatura - la probabilità per un elettrone di essere attivato, e, quindi, aumentare il numero di elettroni a disposizione della conduzione (Fig. 7).

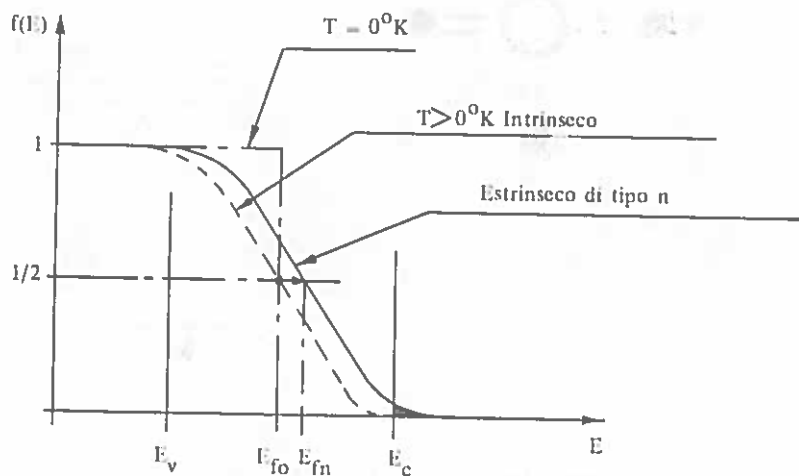


FIG. 7

In conclusione, in un semiconduttore estrinseco (di tipo n- drogato con donatori), rispetto ad uno intrinseco, la curva di probabilità si sposta verso le alte energie, fornendo così, a temperature maggiori dello zero assoluto, una probabilità sensibilmente diversa dallo zero di avere elettroni disponibili per la conduzione. Valori tipici per le energie di legame dell'elettrone donatore sono 10^{-2} eV contro 1 eV della Energy Gap di un semiconduttore intrinseco. Le formule date per il semiconduttore di tipo intrinseco rimangono valide salvo la sostituzione di E_{fo} con E_{fn} (il livello Fermi si sposta verso le alte energie); si ha dunque :

$$n = (\text{cost}) T^{3/2} \exp\left(\frac{E_{fn} - E_c}{KT}\right) \gg n_i$$

portatori di carica maggioritaria nel tipo "n"

$$p = (\text{cost}) T^{3/2} \exp\left(\frac{E_v - E_{fn}}{KT}\right)$$

portatori di carica minoritaria nel tipo "n".

Il prodotto (np) resta uguale al prodotto $n_i p_i = C_i^2$ relativo al semiconduttore di tipo intrinseco dato che esso dipende dalla Energy Gap, che non viene alterata dalla introduzione di impurità di drogaggio.

La densità di carica negativa sarà la somma della densità di tipo intrinseco e di quella di tipo estrinseco; se N_D è il drogaggio (N_D impurità per cm^3), a temperature ordinarie tutti gli elettroni donatori sono eccitati alla conduzione, per cui si ha

$$n = N_D - n_i$$

$$N_D \gg n_i ;$$

a temperature ordinarie $n \cong N_D$ per cui :

$$p = \frac{C_i^2}{n} \cong \frac{C_i^2}{N_D}$$

da cui risulta che la densità di carica minoritaria è inversamente proporzionale alla entità del drogaggio (questo per temperature inferiori a circa 800°K, perchè a temperature superiori non si può più trascurare la densità di cariche intrinseche).

II/B) – Drogaggio con impurità trivalenti

Per il drogaggio con atomi accettori (boro, alluminio, gallio, indio) il discorso è del tutto analogo a quello fatto per il drogaggio di tipo donatore, salvo le sostituzioni necessarie; viene in questo caso a mancare nel reticolo un elettrone di legame il che equivale a dire che esiste una lacuna debolmente legata all'atomo di impurità a disposizione per la conduzione (Fig. 8).

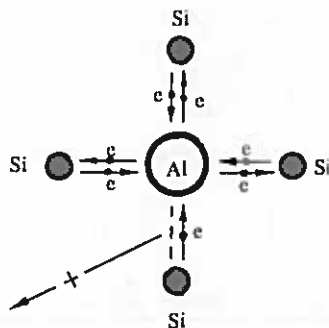


FIG. 8

Si creano così livelli di energia vicino alla banda di valenza (livelli accettori) all'interno della Energy Gap, livelli sui quali un elettrone si può facilmente disporre, permettendo così il movimento di lacune nella banda di valenza.

Tutto ciò significa che aumenta la probabilità che nella banda di valenza vi siano lacune disponibili per la conduzione: la curva di Fermi-Dirac si sposta – rispetto ad un semiconduttore intrinseco – verso le basse energie.

Si forma così un semiconduttore estrinseco di tipo "p" (Fig. 9).

Le energie dei nuovi livelli sono nell'ordine di 10^{-2} eV.

Rimangono valide anche per il semiconduttore di tipo "p" le formule date per il semiconduttore di tipo intrinseco, salvo la sostituzione di E_{fo} con E_{fp} (il livello Fermi si sposta verso le basse energie).

$$p = (\text{cost}) T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_v - E_{fp}}{KT}\right) \gg p_i$$

densità di portatori di carica maggioritaria nel tipo "p"

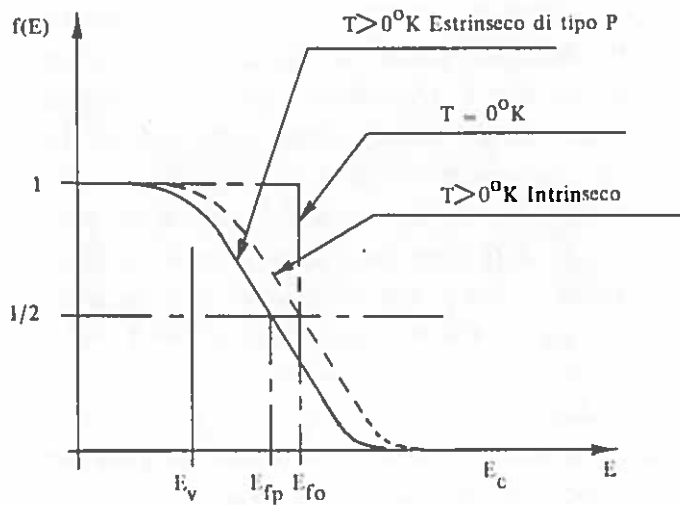
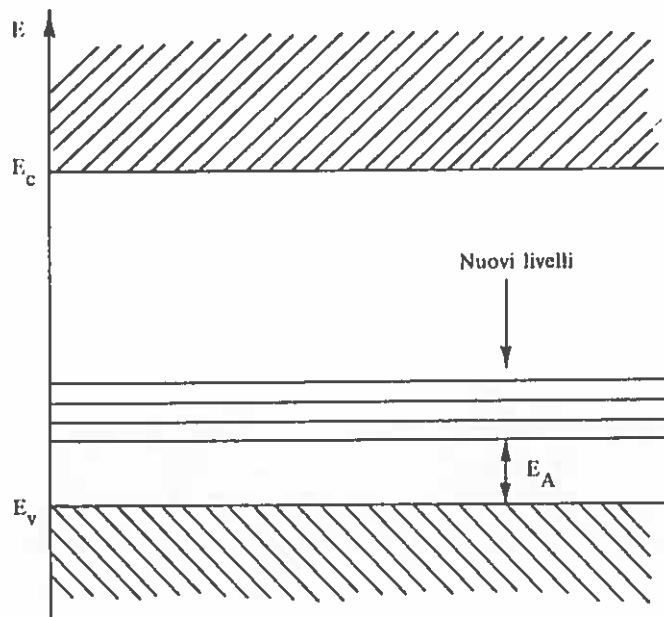


FIG. 9

$$n = (\text{cost}) T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{fp} - E_c}{KT}\right)$$

densità di portatori di carica minoritaria nel tipo "p"

Anche per il semiconduttore di tipo "p" resta costante il prodotto $(pn) = C_i^2$ e, sotto le stesse condizioni di prima, la densità di carica minoritaria è inversamente proporzionale alla entità del drogaggio.

GIUNZIONE P-N

Affacciando due sbarrette di semiconduttore - uno di tipo P, l'altro di tipo N - si ha la seguente situazione :

nella sbarra P(N) c'è una certa densità di portatori di carica maggioritaria positiva (negativa) che, a temperatura ambiente, può essere considerata uguale alla entità del drogaggio e, quindi, molto elevata (circa 10^{15} atomi per cm^3) ed una densità di carica minoritaria negativa (positiva) inversamente proporzionale ad N_A (N_D).

All'atto della congiunzione delle due sbarrette (in pratica la giunzione viene ottenuta facendo diffondere in una sbarretta di semiconduttore intrinseco, da un lato le impurità donatrici e dall'altro impurità accettrici), esiste un forte gradiente di densità che porta alla diffusione delle cariche positive da P verso N e delle negative da N verso P (i livelli Fermi non sono allineati).

Alla giunzione gli elettroni provenienti dal lato N si ricombinano con lacune vacanti dei donatori del lato P e viceversa: questo processo di annichilazione di carica, che ha luogo alla giunzione, scopre delle cariche fisse che saranno ioni negativi nel lato P e ioni positivi nel lato N.

Il progressivo aumento di cariche "scoperte" alla giunzione crea un campo elettrico che ostacola la diffusione delle cariche, così che la giunzione risulta essere attraversata da due correnti, una di diffusione ed una di trasporto dovuta al campo elettrico: queste correnti si contrastano fino a che la loro somma è zero e la giunzione cessa di essere attraversata da cariche mobili.

Imponendo la condizione di equilibrio si trova che quando la corrente che attraversa la giunzione si riduce a zero, si localizza alla giunzione stessa una differenza di potenziale che impedisce la successiva diffusione (Fig. 10); l'espressione di questa differenza di potenziale di barriera è :

$$V_T = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{C_i^2}$$

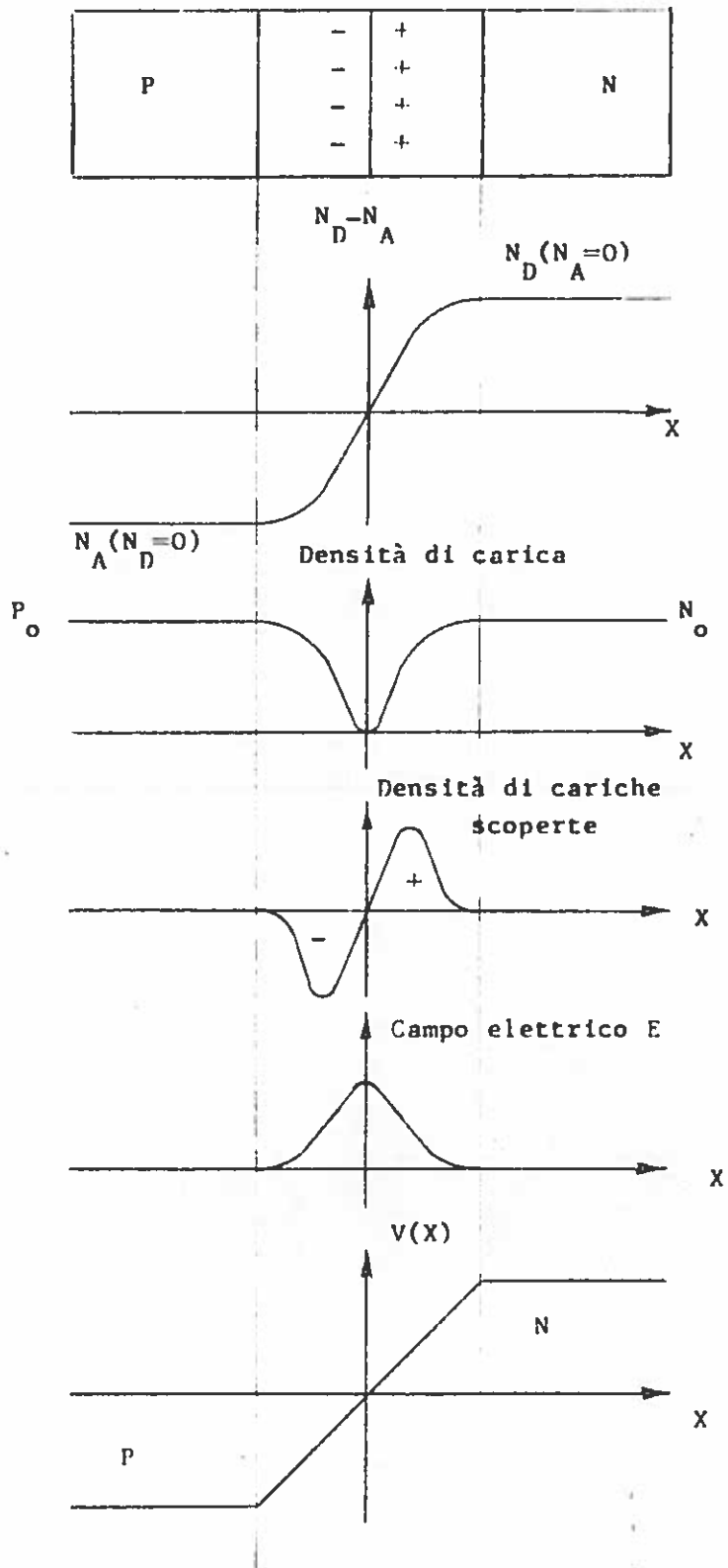


FIG. 10

Una polarizzazione diretta esterna, applicata al semiconduttore (lato P positivo rispetto al lato N) tende a far diminuire la tensione di barriera e ad aumentare la diffusione (diode polarizzato direttamente), mentre una polarizzazione esterna inversa (P negativo rispetto a N) tende a far aumentare il potenziale di barriera impedendo sempre più la diffusione. Aumentare il potenziale di barriera significa, d'altra parte, aumentare il numero di cariche fisse scoperte e quindi, aumentare lo spessore della giunzione (Fig. 11).

Lo spessore della giunzione dipende, dunque, dalla tensione applicata, e se la tensione applicata polarizza il diode inversamente, lo spessore della giunzione è:

$$d = H (V_T - V_O)^a \quad \text{dove : } H \text{ dipende dall'inquinamento ;}$$

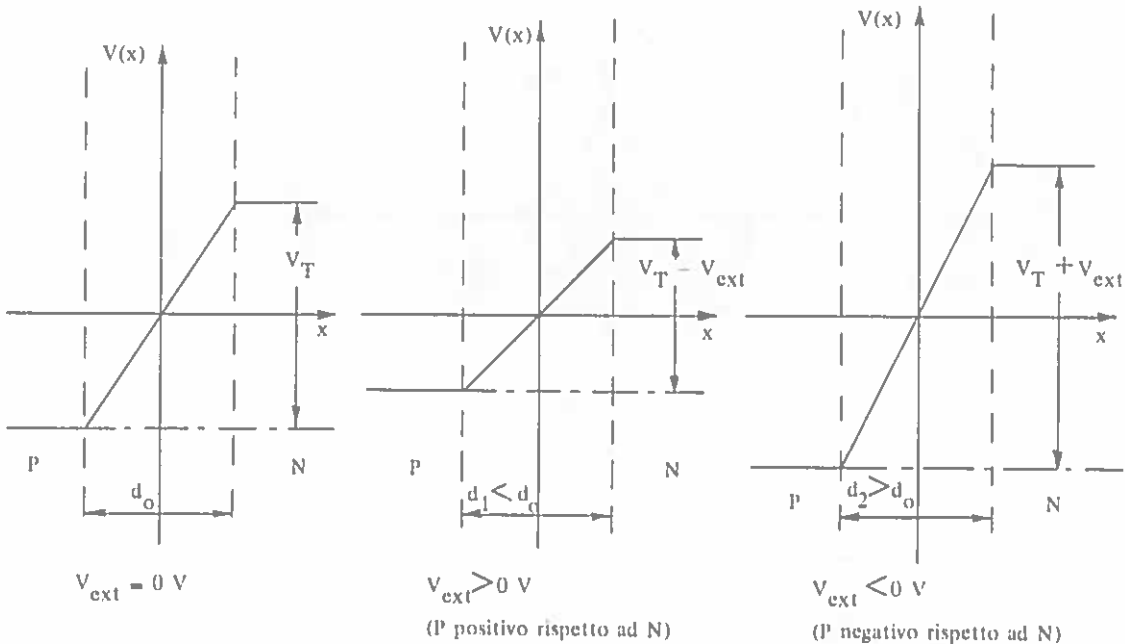
V_O è il valore assoluto della tensione applicata;

a dipende dalla struttura della giunzione e per giunzioni brusche assume il valore approssimativo di 0,5.

La capacità di giunzione, che nasce dalla penetrazione della zona di svuotamento nel corpo del semiconduttore, espressa in funzione della tensione applicata, assume la forma :

$$C \propto (V_T - V_O)^{-a}$$

FIG. 11



2 I SEMICONDUTTORI IMPIEGATI COME RIVELATORI DI PARTICELLE

Il meccanismo di perdita di energia di particelle incidenti in materiali semiconduttori, dà luogo alla formazione di coppie elettrone-lacuna.

L'energia ceduta dalla particella incidente ad un elettrone del mezzo, è - nel caso non relativistico - data da :

$$E_{\max} = 4 \frac{m}{M} E_{\text{inc}}$$

dove : m = massa dell'elettrone,
 M = massa della particella incidente,
 E_{inc} = energia della particella incidente

Ad esempio per protoni da 10 MeV l'energia massima trasferita agli elettroni è di circa 22 KeV, mentre per alfa da 4 MeV l'energia massima trasferita sarà di 2 KeV.

Questo esempio mostra che l'energia trasferita dalla particella incidente all'elettrone del mezzo è molto maggiore di quella necessaria per trasportare un elettrone dal suo stato di equilibrio nel solido ad uno stato eccitato della banda di conduzione. Ne segue che un elettrone della banda di valenza o di bande inferiori, al passaggio di una particella carica può acquistare l'energia sufficiente per saltare nella banda di valenza o nelle bande superiori.

Gli stati occupati dall'elettrone subito dopo l'attraversamento di particelle cariche nel materiale, sono altamente eccitati ed in un tempo di 10^{-12} sec avviene una diseccitazione che porta gli elettroni nella zona inferiore della banda di conduzione e le lacune nella zona superiore della banda di valenza. (Fig. 12)

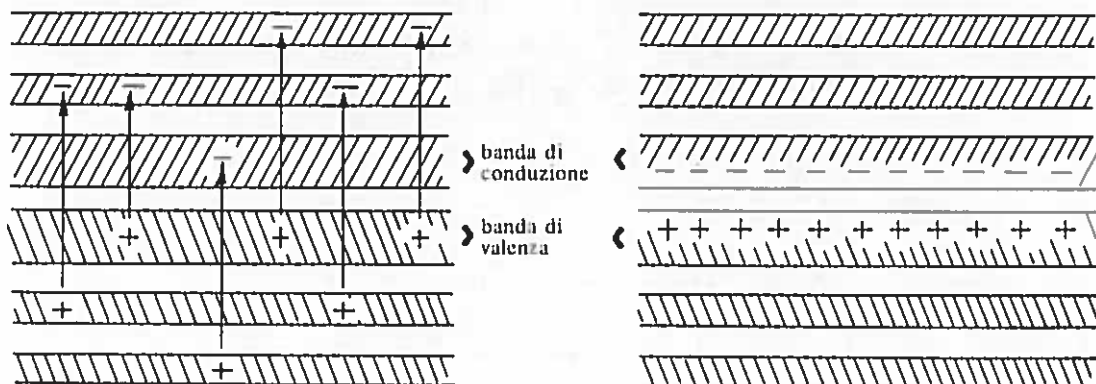


FIG. 12

Il processo consiste quindi di due fasi :

- 1)- una ionizzazione che si potrebbe dire primaria e che cessa dopo 10^{-12} sec,
- 2)- una ionizzazione residua, che è quella che viene raccolta.

All'atto della diseccitazione vengono create numerose altre coppie che si distribuiscono nella struttura a bande come in figura 12.

L'energia media necessaria per creare una coppia è stata trovata essere praticamente indipendente dal tipo di semiconduttore (come in un rivelatore a gas) e dalla energia della particella incidente.

Nel caso del Germanio e del Silicio la energia media per creare una coppia è rispettivamente 2,94 eV e 3,61 eV.

Se quindi l'energia spesa dalla particella nel mezzo è ΔE , dato che la energia necessaria per creare la coppia è indipendente dalla energia della particella incidente, il numero di coppie create sarà dato approssimativamente da:

$$N = \frac{\Delta E}{w}$$

L'energia per creare una coppia nel Germanio e nel Silicio risulta essere approssimativamente dieci volte inferiore a quella necessaria per creare una coppia in un gas a TPN ($30 \div 33$ eV); questo, ed il fatto che il potere d'arresto in un semiconduttore è circa 1000 volte superiore a quello di un gas, porta come conseguenza che la densità di portatori di carica creati in un semiconduttore è approssimativamente 1000 volte maggiore di quella di un gas a TPN, il che può essere una indicazione dei vantaggi dei semiconduttori rispetto alle camere a gas. (Ci si può chiedere per quale ragione $w \approx 3 E_G$. Alcuni hanno proposto che questo plus di energia necessaria per attivare l'elettrone sia dissipata dall'elettrone stesso in vibrazione del reticolo cristallino).

Un rivelatore a semiconduttore è costituito da un cristallo di tipo omogeneo (N o P) o di tipo eterogeneo ($n^+ - p$, $p^+ - n$, $p - i - n$) posto tra due elettrodi cui viene applicata una d.d.p. esterna V_a (Fig. 13).

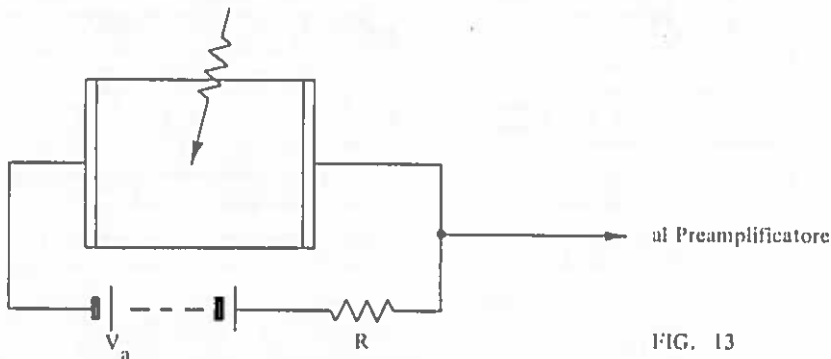


FIG. 13

Sotto l'azione del campo elettrico intenso che regna nella zona utile del semiconduttore, i portatori di carica mobile liberati dalla particella incidente, si dirigono secondo la loro natura verso gli elettrodi di raccolta. Sulla resistenza di carica R si crea un impulso di tensione proporzionale alla energia spesa dalla particella nel corpo del rivelatore.

Considerando un rivelatore di tipo omogeneo, se d è lo spessore del semiconduttore, il campo sarà V_a/d , e la carica q indotta sul circuito esterno da una carica Q che percorre una distanza Δx è data da $q = Q\Delta V/V_a$, dove ΔV è la d.d.p. corrispondente a Δx in assenza di carica spaziale.

In un buon semiconduttore l'impulso creato dalla radiazione ionizzante deve:

- a) essere di ampiezza proporzionale all'energia della radiazione incidente (nel caso in cui il Range della particella incidente sia superiore allo spessore del rivelatore, l'ampiezza dell'impulso sarà proporzionale all'energia spesa);
- b) permettere una buona risoluzione temporale (buon tempo di salita e conteggi elevati);
- c) distinguersi perfettamente dal rumore di fondo.

a) Affinchè l'impulso di carica sia strettamente proporzionale all'energia della particella incidente, occorre che la particella sia totalmente assorbita nel volume utile del rivelatore ovvero che il suo Range nel materiale costituente il semiconduttore sia inferiore allo spessore del semiconduttore nella direzione di incidenza. Questa condizione pone un limite alla linearità della risposta di un semiconduttore di spessore dato, per cui in genere, data la difficoltà tecnologica di creare grossi volumi utili, si preferisce ricorrere – qualora necessario – ad elementi di elevato numero atomico (perdita di energia per unità di percorso proporzionale a Z^2 dell'assorbitore).

Occorre poi che tutte le coppie create dalla radiazione incidente siano raccolte: in effetti esiste sempre una ricombinazione tra portatori liberi che riduce la efficienza, per cui si deve fare in modo che il tempo di raccolta sia molto minore della vita media dei portatori stessi (tempo di ricombinazione).

Se τ è la vita media, si deve avere un tempo di raccolta t_c molto inferiore a τ .

- b) Il tempo di raccolta determina la risoluzione del rivelatore ed è legato in modo essenziale al tempo di salita dell'impulso. Il valore del tempo di raccolta è determinato in prima approssimazione, dallo spessore d della zona che separa gli elettrodi ed è inversamente proporzionale al campo elettrico ed alla mobilità dei portatori meno rapidi.

Con il solito valore per i simboli, si ha :

$$t_c = d^2 / (V_a \mu) \quad \text{dove } \mu \text{ è la mobilità dei portatori più lenti.}$$

Valori tipici del tempo di raccolta sono $10^{-9} \div 10^{-10}$ sec.

Dato che i portatori di carica più lenti sono le lacune ($\frac{\mu_p}{\mu_n} \cong 1/3$) e che il tempo di raccolta dipende dal punto di formazione della coppia, è chiaro che quanto più è lontana dal catodo il punto di formazione, tanto più elevato sarà il tempo di raccolta.

Esempio :

$$\text{mobilità delle lacune} = 500 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt sec}}$$

$$\text{mobilità degli elettroni} = 1500 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt sec}}$$

Caso di particelle alfa da 1 MeV che si fermano vicino all'elettrodo positivo con $V_a = 500$ V e $d \cong 1$ mm.

$$(t_c)_p = d^2 / V_a \mu_p = \frac{0,1^2}{500 \cdot 500} = 40 \text{ nsec}$$

$$(t_c)_n = d^2 / V_a \mu_n = \frac{(0,1)^2}{500 \cdot 1500} = 13 \text{ nsec}$$

L'Impulso di corrente sarà dato da :

$$(n^\circ \text{ coppie create}) q / t_c$$

$$(n^\circ \text{ coppie create}) = \frac{E_\alpha}{w}$$

$$N = 10^6 / 3 \cong 3 \cdot 10^5 \text{ coppie; } i \cong \frac{3 \cdot 10^5 \cdot (1,610)^{-19}}{4 \cdot 10^{-8}} = 1,2 \mu\text{A}$$

per le lacune, e $i = 3,6 \mu\text{A}$ per gli elettroni.

- c) Per analizzare gli impulsi di uscita del rivelatore è necessario che il rapporto Segnale/Rumore sia elevato ed inoltre che la corrente di rumore sia sensibilmente bassa in assenza di radiazione ionizzante. La necessità di un campo elettrico sufficientemente elevato per la raccolta delle cariche liberate e la contemporanea necessità di avere basse correnti in assenza di radiazione, impongono che la resistività del materiale impiegato sia elevata (l'ideale sarebbe avere un isolante).

Si è già accennato al fatto che i rivelatori a semiconduttore possono essere di due tipi :

(*) tipo omogeneo – costituito da una pastiglia di semiconduttore di tipo

N o P posto tra due elettrodi;

(**) tipo a giunzione – costituito dall'insieme di un tipo N e un tipo P.

Per il tipo (*), dato che gli impulsi di corrente utili sono dell'ordine del μA , le correnti di perdita dovrebbero essere inferiori al μA per avere soddisfacenti rapporti Segnale/Rumore, ovvero ampiezze di fluttuazioni non confrontabili con segnale utile.

Dato che in genere il campo elettrico è maggiore di 1000 V/cm , si vede che un rivelatore soddisfacente di tipo omogeneo dovrebbe avere resistività dell'ordine di $10^9 \text{ ohm} \cdot \text{cm}$, o più.

Per il tipo (**) è chiaro che il problema viene solo aggirato polarizzando inversamente il diodo P–N per aumentare la resistività.

Quindi, per un buon semiconduttore omogeneo, le richieste sono:

- 1) alta resistività, che permetta di avere basse correnti di fuga ad elevati campi applicati;
- 2) elevata mobilità, combinata con lunghe vite medie di portatori per avere risposta rapida ed efficiente;
- 3) capacità di sopportare elevati campi elettrici;
- 4) volume utile molto grande

Il rivelatore omogeneo presenta grande semplicità di concezione, ma esiste la difficoltà tecnologica di realizzare con Ge o Si resistività elevate ($10^9 \text{ ohm} \cdot \text{cm}$) a meno che non si scenda a basse temperature, il che costituisce sempre un grosso problema tecnologico e operativo.

Tutti questi inconvenienti (basse temperature, grandi volumi sensibili e alte tensioni) rendono poco pratico l'uso del rivelatore omogeneo che tuttavia serve come modello generale per illustrare il principio di funzionamento di un qualunque rivelatore a semiconduttore.

VARI TIPI DI RIVELATORI : A GIUNZIONE DIFFUSA, A BARRIERA SUPERFICIALE E TOTALMENTE DEPLETI, LITHIUM - ION - DRIFTED.

L'utilizzazione di una giunzione P-N come rivelatore di particelle è essenzialmente dovuta al fatto che alla giunzione stessa si forma una zona priva di cariche mobili (zona depleta), che può penetrare sensibilmente nel corpo dei semiconduttori se viene applicata al diodo una tensione di polarizzazione inversa e che, quindi, presenta una elevata resistività.

I tipi principali di rivelatori che sfruttano le proprietà di una giunzione polarizzata inversamente sono :

- I) a giunzione diffusa;
- II) a barriera superficiale e totalmente depleti.

Un terzo tipo, Lithium - ion - drifted (a trasporto di ioni di litio) è ottenuto con procedimenti tecnologici diversi dai precedenti.

3 - I) rivelatori a giunzione diffusa

L'elemento principale di questo tipo di rivelatore è un cristallo semiconduttore nel quale la giunzione viene ottenuta con tecniche di diffusione e trattamenti termici. Il principio di funzionamento di un rivelatore di questo tipo, risulta dalle proprietà della giunzione; dato che la concentrazione di portatori di cariche della zona non depleta (zona ad alta conducibilità) è molto maggiore della concentrazione degli stessi nella zona di carica spaziale (zona ad alta resistività), una tensione di polarizzazione applicata agli estremi del corpo del rivelatore si localizza quasi tutta alla giunzione, e se la polarizzazione è di segno tale da polarizzare la giunzione stessa inversamente, allora la barriera di potenziale naturale cresce, come visto, e cresce pure la profondità della zona depleta. All'aumentare della tensione inversa applicata, aumenta il campo elettrico all'interno del semiconduttore, e ciò fa diminuire la corrente diretta del diodo. La zona svuotata è quindi il volume sensibile del rivelatore: il campo elettrico che vi è impresso raccoglie le cariche liberate dal passaggio di una particella ionizzante. Su una resistenza R vengono raccolti gli impulsi generati dallo spostamento delle cariche liberate (Fig. 14).

Caratteristiche di un buon rivelatore di questo tipo sono :

- linearità di risposta;
- buona risoluzione temporale;
- buona risoluzione elettrica;
- eccellente risoluzione in energia.

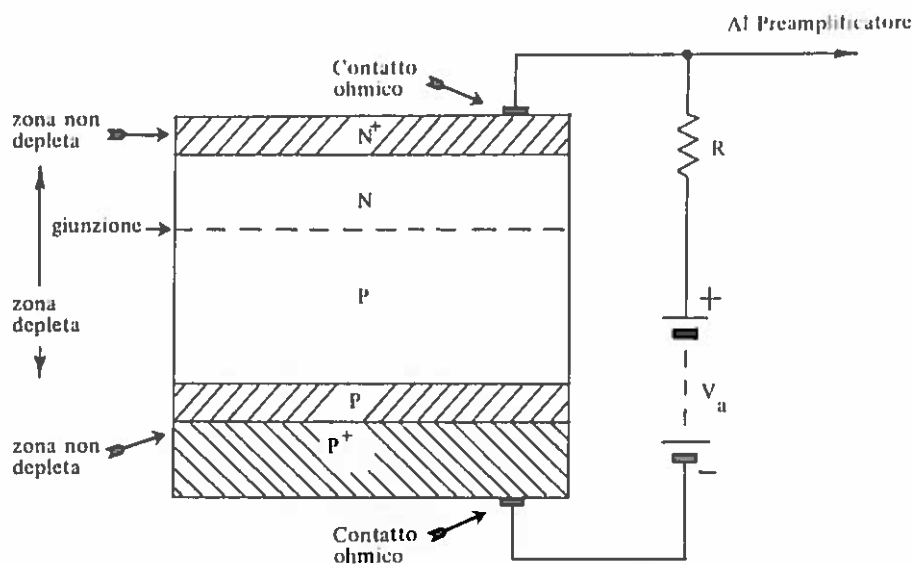


FIG. 14

Per ottenere la linearità, è essenziale che la radiazione ionizzante spenda tutta la sua energia nella zona sensibile del rivelatore, che la efficienza di raccolta sia molto prossima al 100% e che l'impulso sia il più possibile indipendente dalle variazioni dei parametri del rivelatore. Se tutte queste condizioni si verificano, la risposta del rivelatore sarà strettamente proporzionale alla energia della radiazione incidente. La impossibilità di ottenere con questa tecnica grandi spessori, alta resistività e resistenza ad elevate polarizzazioni inverse, oltre che la presenza di una "zona morta" per particelle incidenti in direzioni normali alla giunzione, consigliano come direzione di incidenza quella parallela alla giunzione.

La risoluzione temporale è legata al rapporto tra tempo di raccolta e vita media dei portatori, risultando soddisfacente nel caso in cui il primo sia 5-10 volte inferiore al secondo.

Approssimando il volume utile di un rivelatore al Silicio a giunzione diffusa alla zona situata nel materiale di tipo P, si trova che il tempo di raccolta è dell'ordine di $(10^{-12} \cdot \rho)$ sec, dove ρ è la resistività del materiale di tipo P in ohm-cm.

Si vede dunque che tempo di raccolta ed elevata resistività sono esigenze contrastanti.

Se ad esempio $\rho \cong 15.000 \text{ ohm}\cdot\text{cm}$, si ha un tempo di raccolta dell'ordine di $0,15 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$, cioè dell'ordine del μsec .

La zona svuotata è dell'ordine di 400μ a $V_d = 200 \text{ V}$, il che corrisponde a protoni da 7 MeV totalmente assorbiti. Ora, se il tempo di raccolta è dell'ordine del μsec , la vita media dei portatori dovrà essere almeno di 10^{-5} sec o più per avere raccolta totale: un tale tempo di vita media è difficile da ottenere nel Silicio che ha subito i trattamenti termici necessari per il drogaggio. Se, d'altra parte, $\rho_{SiP} = 1000 \Omega\cdot\text{cm}$, si avrà $t_c = 10^{-9} \text{ sec}$, ed in tal caso basta che la vita media sia maggiore o dell'ordine di 10^{-7} sec per avere buona raccolta. Purtroppo, però, con una tensione di 120 V (non superiore a causa del rumore) la profondità della zona svuotata è solo di 100μ e questo spessore ferma solo protoni da 3 MeV .

Questi esempi mostrano che non è possibile, allo stato attuale della tecnica, realizzare dei rivelatori a giunzione diffusa che abbiano contemporaneamente elevata resistività, rapido tempo di raccolta e buona linearità.

Risoluzione elettrica. La linearità stretta della risposta di un semiconduttore è subordinata all'esistenza di correnti di rumore nel corpo del semiconduttore stesso; nella giunzione polarizzata inversamente vi è una corrente di diffusione, una corrente di fuga superficiale ed una corrente di fotoconduttività che creano ai capi della resistenza di carica una tensione di rumore propria del rivelatore.

Ne segue che la relazione tra tensione e carica raccolta (e, quindi, energia incidente) diventa del tipo :

$$V = V_r + K E_{inc} \quad \text{dove } V_r = \text{tensione di rumore}$$

Per misure precise occorre dunque che l'ampiezza dell'impulso $K E_{inc}$ (oppure $K \frac{dE}{dx}$) sia molto maggiore del rumore di fondo, il che equivale a considerare una Figura di rumore V/V_r , detta risoluzione elettrica del rivelatore.

Per limitare il rumore di fondo occorre far lavorare il rivelatore in ambiente oscuro : con ciò si evitano correnti di fotoconduttività ; riducendo, finchè possibile (77° K), la temperatura ambiente si riducono sensibilmente le correnti di tipo intrinseco (ricordiamo che la dipendenza di queste correnti dalla temperatura è di tipo $T^{3/2}$).

C'è infine la corrente superficiale che limita la risoluzione elettrica e che dipende dall'umidità dell'atmosfera, dalla geometria adottata e dall'esposizione della superficie.

I metodi per limitare la corrente superficiale sono in pratica due; adottando per il semiconduttore una struttura a mesa, un metodo consiste nel ricoprire la superficie esterna di una resina protettiva contro gli agenti atmosferici, mentre il secondo – sempre con struttura a mesa – consiste nel costruire un anello di guardia che isola la finestra di entrata dal resto del rivelatore.

Risoluzione in energia. E' definita come FWHM ed è quindi $\frac{\Delta E}{E_0}$ di tutta la catena di rivelazione.

Sulla risoluzione nucleare può essere fatto un discorso valido per tutti i tipi di rivelatore.

I fattori principali che influiscono sull'allargamento della riga sono :

- A) assorbimento di radiazione incidente da parte della eventuale finestra;
- B) fluttuazione nel numero di coppie di portatori generati dalla radiazione ionizzante;
- C) fluttuazioni nel rumore del rivelatore;
- D) rumore della catena di amplificatori.

- A) La presenza di una zona "morta" o finestra, che la radiazione ionizzante deve attraversare prima di penetrare nella zona sensibile, provoca una perdita di energia che non viene rivelata a scapito della linearità. Lo spessore della finestra – che è quello spessore di materiale richiesto per provocare una diminuzione di energia corrispondente alla carica perduta – può essere determinato sperimentalmente considerando gli impulsi prodotti da fasci collimati a due incidenze diverse. In genere (Fig. 15) si scelgono angoli di 90° e di 45° ; la differenza in energia fra le due situazioni è : $\Delta E = \Delta E_w (1,414 - 1)$ dove ΔE_w è la energia persa dalla particella che attraversa la finestra sotto incidenza normale.

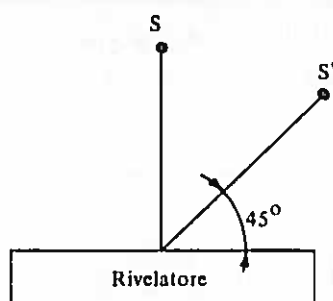


FIG. 15

Dalla misura di ΔE_w e dal valore del potere di assorbimento del materiale, si risale allo spessore della finestra. In pratica possono essere prodotte finestre sufficientemente trascurabili e comunque dovrà essere sempre considerato lo "straggling" che peggiorerà la risoluzione.

- B) Il numero di portatori di carica liberati da una particella incidente, fluttua intorno al valor medio N tra $N - F\sqrt{N}$ ed $N + F\sqrt{N}$ dove F è il fattore correttivo di Fano (0,3 - 0,4 per Ge e Si). Il contributo della statistica del processo di formazione e-h all'allargamento della riga è dunque $\Delta_{e-h} = 2,36 F\sqrt{Nw}$, ovvero

$$\Delta_{e-h} \cong 2,36 F\sqrt{Ew} \quad \text{dove} \quad w \cong 3 \text{ eV}$$

E = energia della particella incidente

N = numero coppie create

$F\sqrt{N}$ = deviazione standard

Ad esempio, per α da 6 MeV in un rivelatore al Si, $F \cong 0,4$ e si ha $\Delta_{e-h} \cong 2,36 \cdot 0,4 \sqrt{6 \cdot 10^6 \cdot 3} \cong 4,5 \text{ KeV}$ (se non si considera F , si ha $\Delta_{e-h} \cong 11 \text{ KeV}$).

Questo basso valore di Δ_{e-h} è dovuto al valore "basso" di energia w necessario per creare una coppia e-h e ciò indica il vantaggio di un rivelatore a semiconduttore rispetto ad una camera a gas per la quale $w \cong 30 \text{ eV}$, oppure ad un contatore a scintillazione, per cui $w \cong 500 \text{ eV}$.

- C) Gli accorgimenti adottati servono a ridurre la corrente di fuga superficiale del rivelatore, per cui il rumore è essenzialmente dovuto alle correnti di tipo intrinseco e, in ultima analisi alla temperatura. Ne segue, qualora sia richiesta una più elevata risoluzione, la necessità di raffreddare il rivelatore. Questa causa di allargamento della riga viene, in genere, considerata insieme con il rumore dell'amplificatore.
- D) Si può dimostrare che l'allargamento della riga dovuto all'effetto combinato del rumore dell'amplificatore e di quello del rivelatore, raggiunge un minimo per un certo valore della costante tempo dell'amplificatore e della corrente di rumore, per cui la riduzione di questo allargamento è legata alla scelta delle costanti tempo di taglio.

Conclusione sui rivelatori a giunzione diffusa

- 1) L'aumento della resistività del cristallo di base è necessario per aumentare la linearità di risposta, ma questo diminuisce la risoluzione temporale del rivelatore.
- 2) L'aumento della tensione di polarizzazione inversa fa aumentare lo spessore della zona utile ma favorisce anche il rumore di fondo (correnti intrinseche-termiche).

Non è dunque possibile, allo stato attuale della tecnica, ottenere un rivelatore a giunzione diffusa che possieda tutte le proprietà ottimali corrispondenti al meglio delle operazioni. La tabella I presenta schematicamente le caratteristiche ottimali di tre tipi di rivelatori aventi resistività minima, media e massima ottenibili.

Resistività del silicio di tipo P	Tensione di Polarizzazione	Profondità della zona depleta	Tempo di raccolta	Risoluzione in energia
150 $\Omega \cdot \text{cm}$	300 V	120 μ	$5 \cdot 10^{-10}$ sec	0,7 %
1500 $\Omega \cdot \text{cm}$	30 V	120 μ	$5 \cdot 10^{-9}$ sec	0,35 %
15000 $\Omega \cdot \text{cm}$	100 V	700 μ	$5 \cdot 10^{-8}$ sec	0,7 %

TAB. I

Le possibilità di linearità del rivelatore al Silicio a giunzione diffusa, sono limitate dalla insufficienza del potere di assorbimento della zona utile del rivelatore ed è questa, principalmente, la ragione dello scarso impiego di questi tipi di rivelatori.

3 - II) Rivelatori a barriera superficiale

Le caratteristiche di un rivelatore a barriera superficiale discendono dalle proprietà generali di una giunzione, con la differenza che in un rivelatore di questo tipo si riesce, mediante un particolare processo tecnologico, ad ottenere una giunzione brusca tale da approssimare una giunzione teorica. Ne segue che le grandezze caratteristiche della giunzione sono le seguenti:

$$d = \left(\frac{2\epsilon V_a}{q N} \right)^{1/2} \text{ profondità della zona svuotata}$$

$$C = \frac{1}{2} \sqrt{(2\epsilon qN/V_a)} \text{ capacità di giunzione}$$

$$T_c \cong (3,5 \cdot 10^{-12} \rho) \text{sec} \text{ tempo di raccolta,}$$

$$\rho = \text{resistività del cristallo di base di tipo N}$$

Queste espressioni sono del tutto analoghe a quelle ottenute per il rivelatore a giunzione diffusa, il che permette di concludere che, quanto detto finora, vale anche per i presenti tipi di rivelatore. Per un rivelatore a semiconduttore a barriera superficiale, l'elemento essenziale è un cristallo di silicio di tipo N su cui vengono fatte metalizzazioni di alluminio e di oro (e platino); il fatto più importante per questi tipi di rivelatori, è l'assenza di trattamenti termici che ridurrebbero la vita media dei portatori di carica con peggioramento del tempo di raccolta. I limiti di linearità di un semiconduttore a barriera superficiale, sono notevolmente superiori a quelli di un semiconduttore a giunzione diffusa dato che è possibile, con questi, ottenere spessori di zona utile molto superiori (fino a 2 mm contro i 0,7 mm di quelli di giunzione diffusa, con superfici utili fino a 10 cm² contro i 2-3 cm² di quelli a giunzione diffusa).

Infine, come per i rivelatori a giunzione diffusa, buon tempo di raccolta, bassa resistività e buona risoluzione nucleare, sono esigenze in parte contrastanti come mostra la tabella II.

Resistività del cristallo di tipo N	Tensione di polarizzazione	Tempo di raccolta	Profondità della zona depleta	Risoluzione in energia
0,5 Ω·cm	300 V	5 · 10 ⁻¹⁰ sec	110 μ	0,5 %
0,005 Ω·cm	100 V	5 · 10 ⁻⁸ sec	1000 μ	0,5 %
0,0005 Ω·cm	30 V	5 · 10 ⁻⁹ sec	120 μ	0,25 %

TAB. II

Confrontando questa tabella con quella data per i rivelatori a giunzione diffusa, si può notare che le prestazioni dei rivelatori a barriera superficiale sono notevolmente superiori.

Un confronto dei due tipi in base alla risoluzione in funzione della superficie di accettazione, porta a concludere che i rivelatori a barriera superficiale offrono, oltre che maggiori garanzie di linearità, sensibilità maggiore come si può vedere dalla tabella III.

Superficie della giunzione	Rivelatore a giunzione diffusa spessore = 100 μ $t_c \cong 10^{-8}$ sec	Rivelatore a barriera superficiale spessore = 100 μ $t_c \cong 10^{-8}$ sec
12 mm ²	0,35 %	0,25 %
1 cm ²	0,6 %	0,4 %
2 cm ²	1,1 %	0,65 %

TAB. III

L'inconveniente principale di questi rivelatori è costituito dal fatto che sono particolarmente sensibili agli agenti esterni (umidità, temperatura, ecc.).

Il rivelatore a barriera superficiale e quello a giunzione diffusa presentano una "finestra" ovvero una regione insensibile che, sottraendo energia alla radiazione incidente, peggiora la linearità.

I rivelatori a barriera superficiale totalmente depleti posseggono una regione di svuotamento che penetra l'intero spessore del rivelatore (Fig. 16).

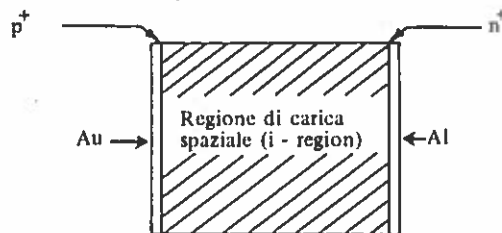


FIG. 16

E' la regione intrinseca il volume sensibile del rivelatore p-i-n. (si noti, per inciso, che sia lo spessore che la capacità del rivelatore, sono approssimativamente indipendenti dal valore della tensione applicata).

Le proprietà di linearità della risposta di un rivelatore p-i-n compensato al litio, sono dipendenti, come quelle di un rivelatore a giunzione, dallo assorbimento della radiazione incidente nella zona sensibile del rivelatore e dalla raccolta totale delle coppie prodotte nella zona utile. Nel caso di un rivelatore al silicio compensato al litio la zona utile è praticamente, la zona intrinseca che può raggiungere attualmente i cinque-sei millimetri. L'impiego del Germanio al posto del Silicio fa aumentare il dominio di linearità dei rivelatori sia per il numero atomico maggiore ($Z_{Ge} = 32 > Z_{Si} = 14$), sia per la profondità di zone compensate che si possono ottenere. (sono state ottenute zone compensate maggiori di 1 cm di spessore).

Le possibilità di assorbimento di questo tipo di rivelatore sono quindi molto superiori a quelle dei rivelatori a giunzione diffusa ed a barriera superficiale. Tuttavia nei rivelatori p-i-n, a compensazione di litio, la finestra di ingresso è relativamente grande ($>10\mu$ in Si) e ciò fa aumentare l'assorbimento parassita.

Le limitazioni principali di questi rivelatori sono riassunte principalmente nel tempo di raccolta della carica e quindi nel tempo di salita dell'impulso; supponendo infatti uniforme il campo elettrico nella zona intrinseca di spessore D si ha, come al solito :

$$t_c \cong D^2 / \mu_p V_a$$

Ora, supponendo di polarizzare con $V_a = 50$ V, al crescere dello spessore cresce il tempo di raccolta, ovvero :

$$t_c = 4 \cdot 10^{-7} \text{ sec} \quad \text{per } D = 1 \text{ mm}$$

$$t_c = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ sec} \quad \text{per } D = 2 \text{ mm}$$

$$t_c = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ sec} \quad \text{per } D = 3 \text{ mm}$$

$$t_c = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ sec} \quad \text{per } D = 4 \text{ mm}$$

$$t_c = 10^{-5} \text{ sec} \quad \text{per } D = 5 \text{ mm}$$

Per questo tipo di rivelatore, il tempo di raccolta risulta quindi essere circa 1000 volte superiore a quello dei rivelatori a giunzione.

Se dunque l'aumento della zona utile estende il campo di linearità dei rivelatori, d'altra parte fa aumentare il tempo di raccolta.

Si può però supporre che all'aumentare della tensione di alimentazione diminuiscano i tempi di raccolta, anche se la tecnica attualmente non permette di superare certi limiti. Un aumento della tensione di alimentazione, comporta, tuttavia, in ogni caso, un aumento notevole del rumore di fondo. Per ridurre il rumore di fondo (ovvero per diminuire il numero dei portatori generati termicamente nel cristallo di base), e contemporaneamente per aumentare la tensione di polarizzazione al fine di ridurre il tempo di raccolta, si adottano generalmente le tecniche di raffreddamento. Alla temperatura dell'azoto liquido la mobilità delle lacune viene notevolmente aumentata rispetto alla temperatura ambiente, per cui se da un lato ciò riduce genericamente il tempo di raccolta, d'altro canto usando il germanio anziché il silicio, si raggiunge il vantaggio di ottenere una mobilità di lacune di $15.000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ (il che corrisponde ad una mobilità di circa 30 volte superiore a quella per il rivelatore al Silicio a temperatura ambiente).

Adottando dunque come cristallo di base il Germanio, raffreddato a 77°K si ottiene una riduzione del tempo di raccolta di circa 30 volte e, per di più, si ha il vantaggio di un maggiore potere di assorbimento della radiazione. L'impiego dunque del Germanio al posto del Silicio ed il raffreddamento a 77°K permette di conciliare le necessità di grossi spessori ($>5\text{mm}$) raccolta veloce di carica ($10^{-7} \div 10^{-9} \text{sec}$), linearità di risposta e, quindi, buona risoluzione temporale e raccolta totale.

In genere viene usato il Germanio p - n, compensato a litio, a temperatura di 77°K , ma potrebbe essere anche usato il Silicio a $-30^\circ \div -70^\circ \text{C}$; resta comunque indispensabile il raffreddamento perchè il notevole spessore della zona svuotata fa aumentare sensibilmente la corrente di generazione termica.

Il potere di risoluzione di questi rivelatori per particelle di bassa energia non è molto buono, mentre per raggi X e γ più penetranti, questi rivelatori forniscono risultati notevoli a condizione di raffreddare il rivelatore.

BIBLIOGRAFIA

- 1) F.S.Goulding – “Semiconductor detectors for nuclear spectrometry”
Nucl. Instr. Meth. Vol. 43 (1966), 1–54
- 2) G. Bertolini, A. Coche (eds) – “Semiconductors detectors”
North Holland publ. Co. – (1968)
- 3) W.J. Price – “Nuclear radiation detectors”
John Wiley (1964)
- 4) R.A. Greiner – “Semiconductor devices and applications”
Mc Graw – Hill publ. Co. (1961)
- 5) G. Deranley , D.C. Northrop – “Semiconductor counters for nuclear radiations”
John Wiley (1963)
- 6) G. Grenier – “Detecteurs – semiconducteurs”
Nucleus Vol. 9 N. 6 (1968), 378–390