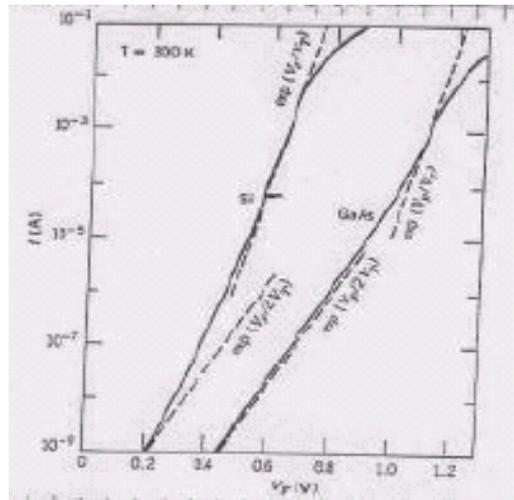


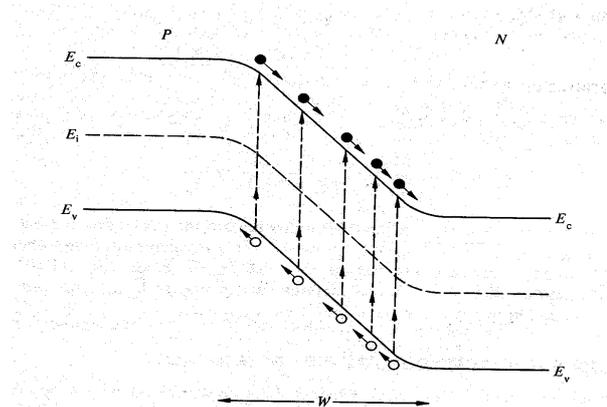
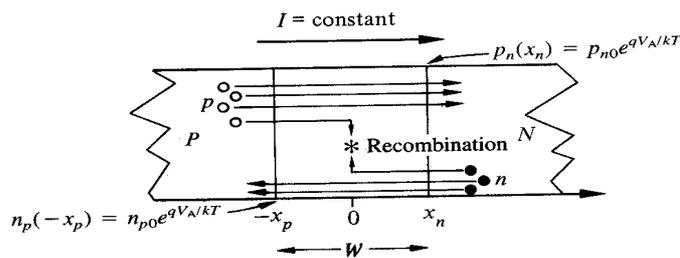
Diodi reali

Nella caratteristica I-V dei diodi reali, ci sono diverse variazioni rispetto alla curva ideale ricavata in precedenza.



Tali variazioni sono attribuibili a diversi effetti:

- a) generazione e ricombinazione di coppie e/h nella zona di svuotamento
- b) caduta di tensione associata alle zone neutre
- c) alto livello di iniezione



Effetti di generazione-ricombinazione

In qualunque semiconduttore, ogni volta che si perturba l'equilibrio in un qualche modo, c'è la tendenza a riportare il sistema all'equilibrio. In particolare, se c'è un eccesso di portatori, il fenomeno della ricombinazione fa sì che le concentrazioni ritornino al loro valore di equilibrio ($pn = n_i^2$). Questa può essere diretta (ovvero consiste in un "salto" di un elettrone della banda di conduzione nella banda di valenza), oppure indiretta, ovvero mediata da livelli energetici interni al gap proibito. Questi livelli possono essere dovuti a diversi fenomeni, ad esempio ad impurità, non necessariamente vicine ad una delle due bande (conduzione o valenza). Queste impurità sono dette "centri di ricombinazione".

Nel caso della ricombinazione diretta, il tasso di ricombinazione R (ovvero il numero di coppie ricombinate per unità di tempo), è proporzionale al prodotto delle concentrazioni di elettroni e lacune:

$$R = \beta pn$$

All'equilibrio, la ricombinazione è ugualmente presente ma è del tutto casuale, così come anche esiste la possibilità inversa, ovvero che un elettrone salti dalla banda di valenza a quella di conduzione a causa di una fluttuazione casuale della sua energia. I due eventi sono equiprobabili, e perciò:

$$G = R = \beta n_0 p_0$$

Consideriamo, ad esempio, di illuminare un semiconduttore di tipo n con una luce di energia tale da generare coppie di elettroni e lacune, allora:

$$n_n = n_{n0} + \Delta n_n$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n$$

$$R = \beta (n_{n0} + \Delta n_n)(p_{n0} + \Delta p_n)$$

D'altra parte: $G = G_{th} + G_L$

$$\frac{dp_n}{dt} = G_{th} + G_L - R$$

A regime (ovvero se si continua ad illuminare in modo costante il semiconduttore), il primo membro vale zero:

$$0 = G_{th} + G_L - R$$

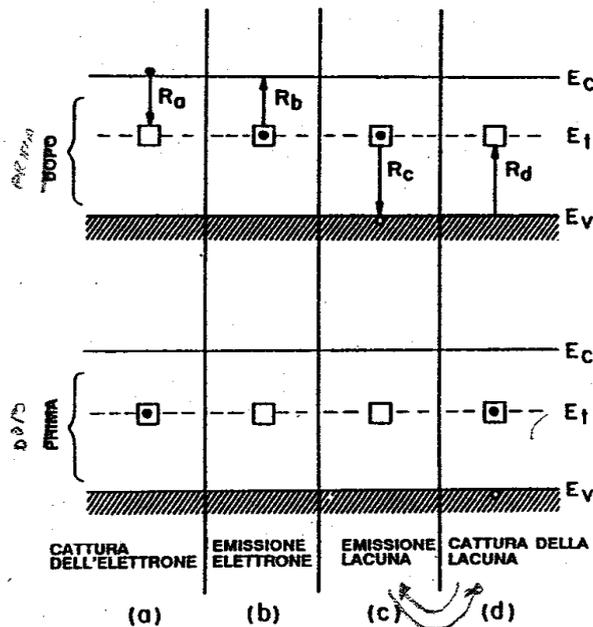
$$G_L = R - G_{th}$$

Da cui, sostituendo le espressioni trovate prima:

$$\begin{aligned} U &= \beta(n_{n0} + \Delta n_n)(p_{n0} + \Delta p_n) - \beta n_{n0} p_{n0} = \\ &= \beta(n_{n0} p_{n0} + n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta n_n \Delta p_n) - \beta n_{n0} p_{n0} = \\ &= \beta(n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta n_n \Delta p_n) = \beta(n_{n0} + p_{n0} + \Delta p_n) \Delta p_n = \\ &\approx \beta n_{n0} \Delta p_n = \frac{\Delta p_n}{(1/\beta n_{n0})} = \frac{\Delta p_n}{\tau_p} \end{aligned}$$

Con τ_p pari al tempo di ricombinazione (o tempo di vita)

Ricombinazione indiretta:



E' una ricombinazione assistita da livelli energetici intra gap (detti centri di ricombinazione) che aiutano il passaggio di portatori da una banda all'altra. Il processo a) (cattura di un elettrone) e' quantificabile in termini della concentrazione di elettroni e del numero di stati energetici vuoti:

$$R_a \propto nN_t(1-F)$$

Per il processo b) (emissione di un elettrone):

$$R_b \propto N_t F$$

Per i processo c) e d) (rispettivamente cattura ed emissione di una lacuna):

$$R_c \propto pN_t F$$

$$R_d \propto N_t(1-F)$$

Se ora si considera di illuminare un campione di semiconduttore di tipo n con una luce in grado di generare GL coppie nell'unita' di tempo si avra':

$$\frac{dn_p}{dt} = G_L - (R_a - R_b)$$

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - (R_c - R_d)$$

A regime, entrambi i primi membri vanno a 0, e quindi:

$$0 = G_L - (R_a - R_b)$$

$$0 = G_L - (R_c - R_d)$$

$$G_L = R_a - R_b = R_c - R_d$$

Sostituendo i valori delle varie velocità di ricombinazione (con anche le costanti di proporzionalità il cui valore non è qui dettagliato) si ottiene:

$$\begin{aligned} \frac{dp_n}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = U = \\ = \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t (p_n n_n - n_i^2)}{\sigma_p (p_n + n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}}) + \sigma_n (n_n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \end{aligned}$$

In inversa: $p_n \ll n_i, n_n \ll n_i$

$$U = - \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t n_i}{\sigma_p e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} + \sigma_n e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}}$$

Questa è una ricombinazione negativa, e cioè una generazione

$$G = -U = \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} = \frac{n_i}{\tau_g}$$

dove si è posto: $\sigma_n = \sigma_p = \sigma_0$

In diretta:

$$U = \frac{\sigma_0 v_{th} N_t n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{n_n + p_n + 2n_i \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)}$$

Effetti di generazione-ricombinazione

- trascurabili sono nel Germanio per basse, non in Si e GaAs
- sono significativi solo entro la regione svuotata, originando correnti
- nelle regioni neutre ogni disequilibrio viene compensato

In inversa, l' espressione del contributo di Generazione e' :

$$J_{\text{gen}} = \int_{-x_p}^{x_n} qGdx = qGW = q \frac{Wn_i}{\tau_g}$$

Questo contributo si somma alla corrente inversa dovuta al drift dei minoritari e ha lo stesso verso, per cui la corrente complessiva e' data da:

$$J_R = -q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} - q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A}} - q \frac{Wn_i}{\tau_g}$$

In diretta si ha invece un contributo dovuto alla ricombinazione:

$$J_{\text{rec}} = \int_{-x_p}^{x_n} qUdx \cong \frac{qW}{2} \sigma_0 v_{\text{th}} N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}}$$

cioè

$$J_{\text{rec}} = \frac{qWn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}}$$

dove

$$\tau_r = \frac{1}{\sigma_0 v_{th} N_t} \quad \text{tempo di vita}$$

Corrente diretta totale

$$J_F = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} e^{\frac{qV}{kT}} + q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A}} e^{\frac{qV}{kT}} + \frac{qWn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}}$$

empiricamente

$$J_F \propto e^{\frac{qV}{\eta kT}}$$

$\eta =$ *fattore di idealità*

1, diffusione

2, ricombinazione

$$J = J_{S1} (e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1)$$

Come si calcola η ?

$$I = I_S (e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1)$$

$$\frac{kT}{q} \eta \cong I \frac{dV}{dI}$$

Osservazioni sulla condizione di polarizzazione inversa:

$$I = -(I_S + I_{R0})$$

I_S è indipendente da V mentre I_{R0} dipende dalla V attraverso W .
Nella caratteristica I - V si osserverà la mancanza di un effetto di saturazione inversa

Altra osservazione:

$$I_S = qAn_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right)$$

$$I_{R0} = qAn_i \frac{W}{\tau_g}$$

La dipendenza dalla temperatura di queste due quantità risiede principalmente in n_i
quindi a temperatura alte tenderà a prevalere I_S , mentre a T basse prevarrà I_{R0} (a seconda del materiale!!!)

$$E_{g_{Ge}} = 0.67$$

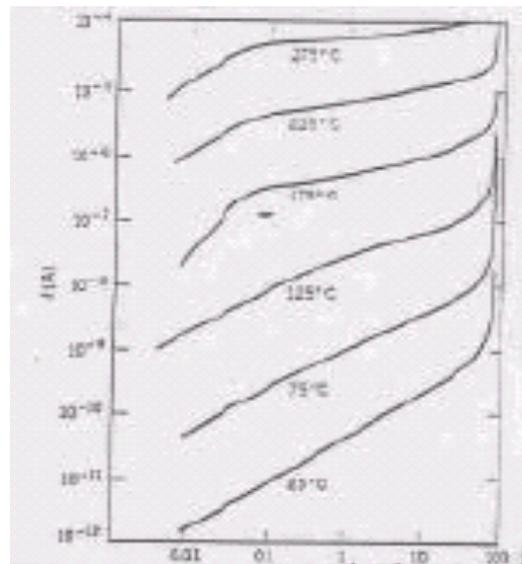
$$E_{g_{Si}} = 1.12 \quad \text{a } T=300K$$

$$E_{g_{GaAs}} = 1.43$$

$$E_{g_{Ge}} = 0.744 \quad \text{a } T=0K$$

$$E_{g_{Si}} = 1.17$$

$$E_{g_{GaAs}} = 1.53$$



In polarizzazione diretta:

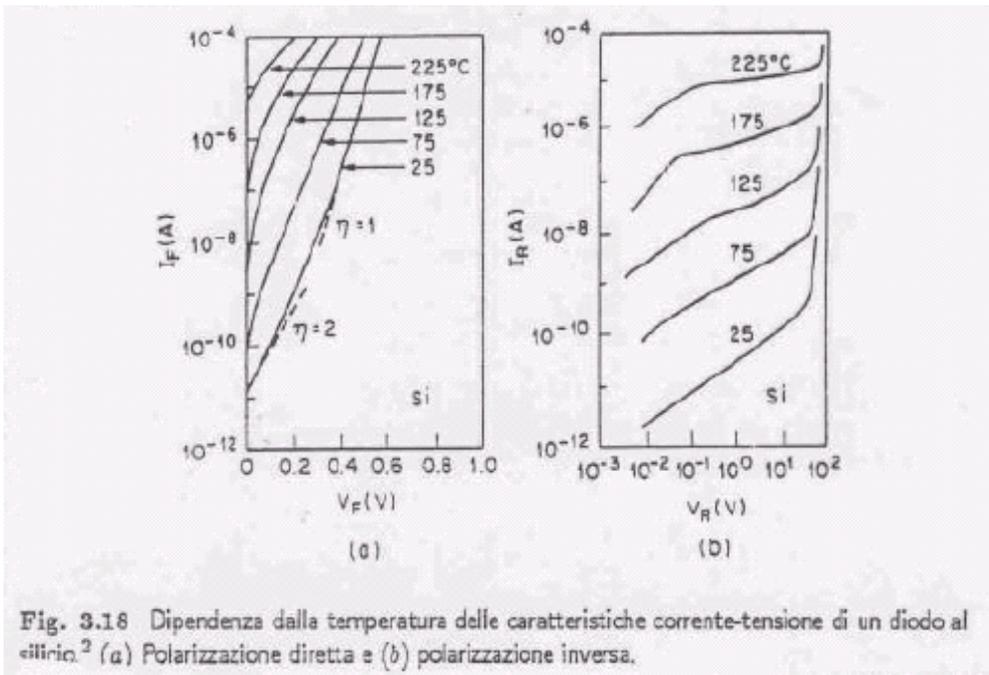
$$I = I_S e^{\frac{qV_A}{kT}} + I_{R0} e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

Per i diodi in Ge, I_{R0} a temperatura ambiente è piccolo rispetto ad I_S .

Per i diodi in Si e GaAs invece, a temperatura ambiente, I_{R0} prevale rispetto ad I_S , ma essendo:

$$I_{rec} \propto e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

Per alti valori di V_A la componente di diffusione torna a prevalere



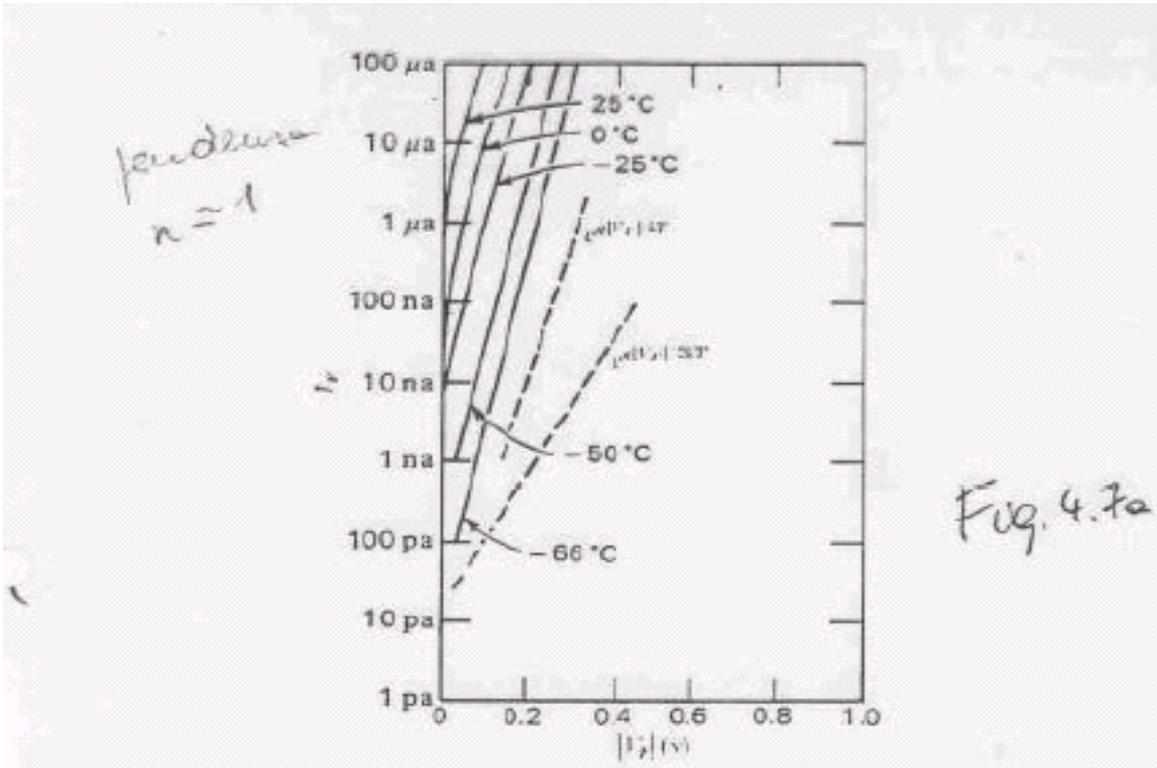


Fig. 6.23a - Caratteristica diretta corrente-tensione a diverse temperature. Diodo al germanio.

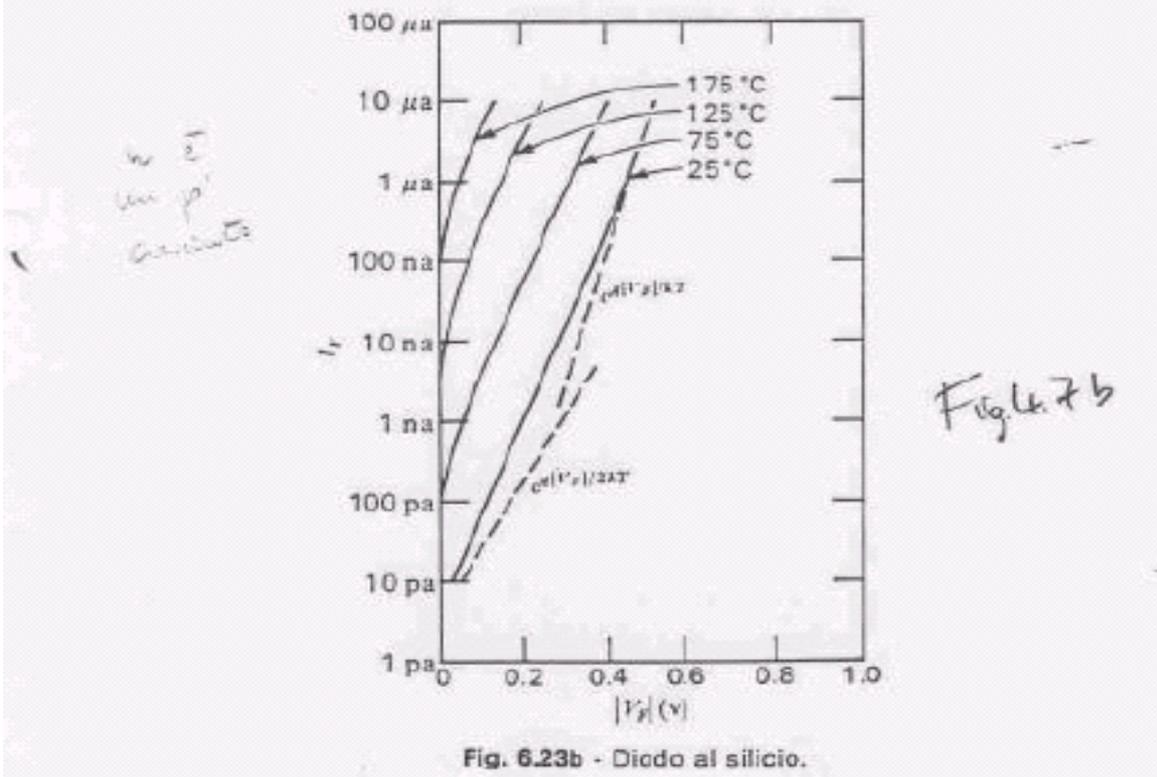


Fig. 6.23b - Diodo al silicio.

$n \approx 2$

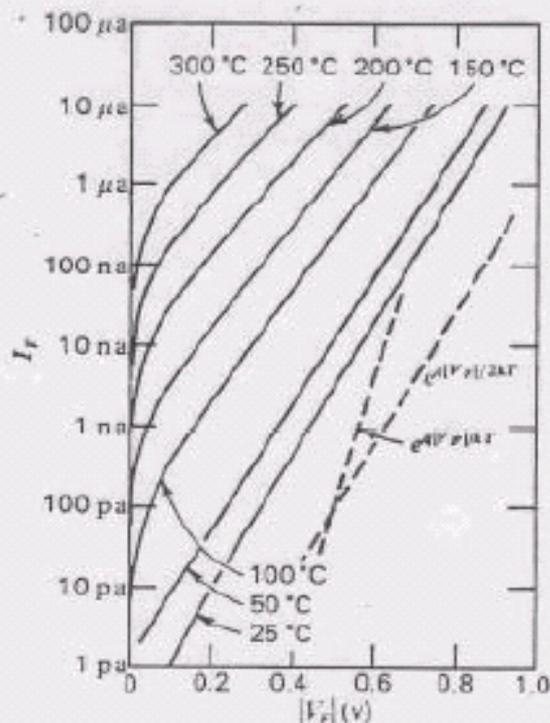


Fig. 47c

Fig. 6.23c - Diode all'arseniuro di gallio. Le linee tratteggiate indicano le pendenze delle funzioni $e^{qV_r/2kT}$ ed $e^{qV_r/kT}$ a 25 °C.

αααααα.

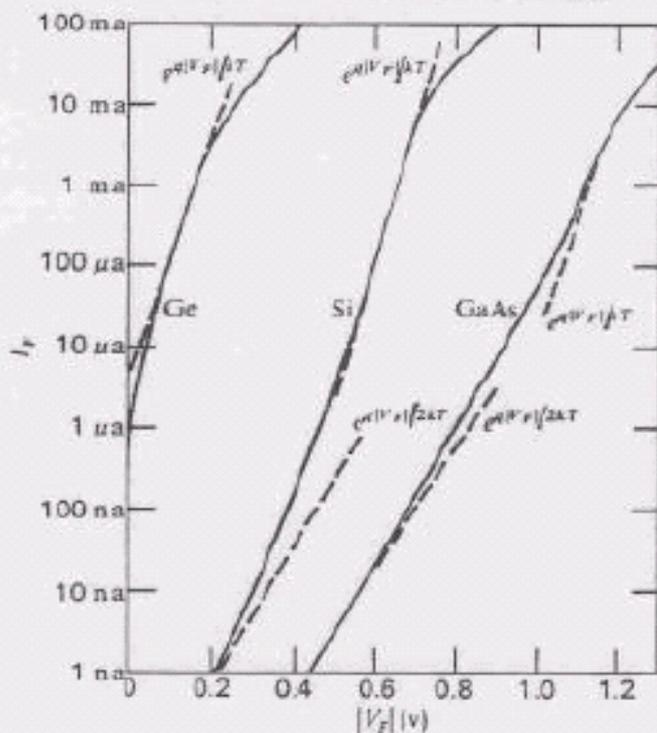
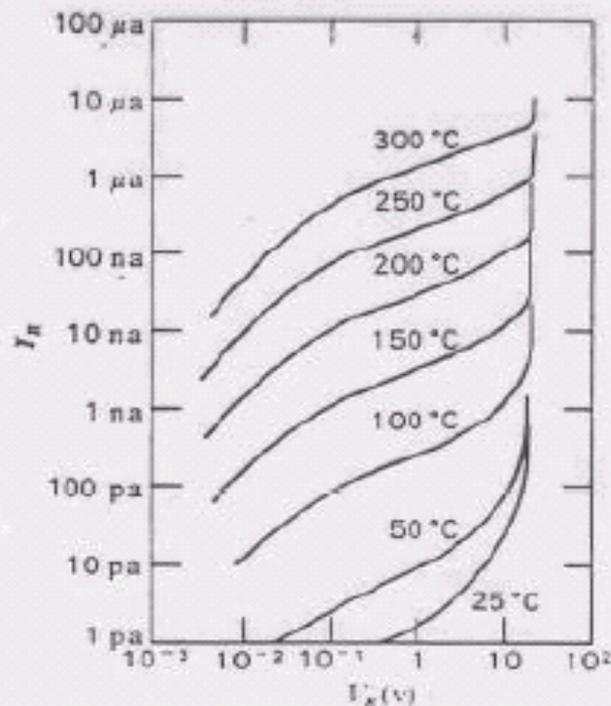


Fig. 4.8

Fig. 6.24 - Paragone fra le caratteristiche dirette corrente-tensione di diodi al germanio, al silicio, e all'arseniuro di gallio, a 25 °C. Le linee tratteggiate indicano le pendenze delle funzioni $e^{qV_f/2kT}$ ed $e^{qV_f/kT}$.



dominano ~
I_g(C)

Fig. 4.4c

Fig. 6.19c - Diodo all'arseniuro di gallio.

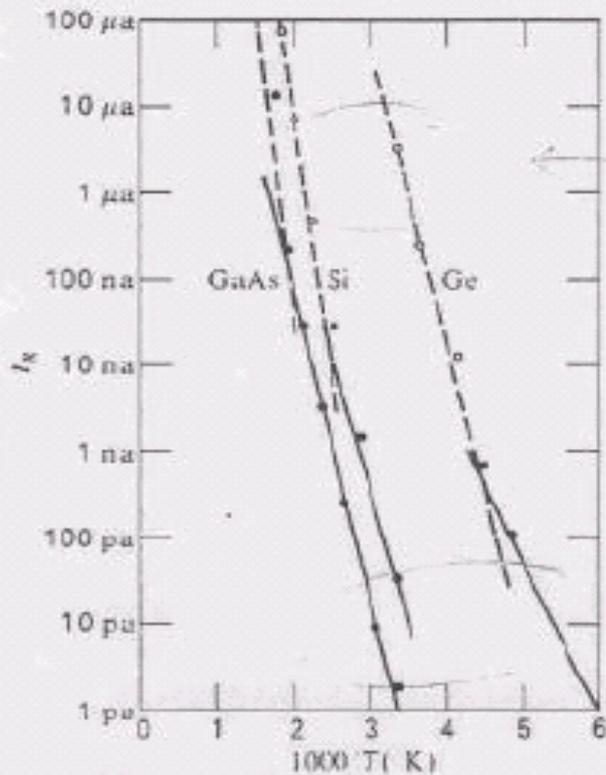
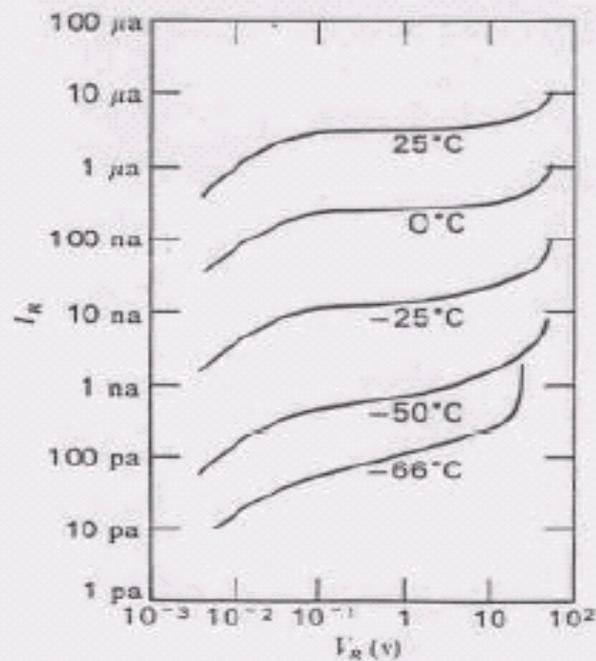


Fig. 4.5

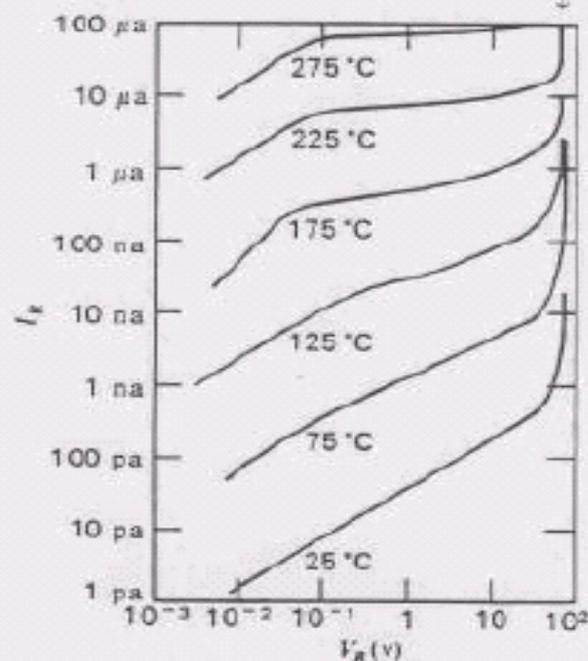
Fig. 6.20 - Correnti inverse a $V_R = 1$ v in funzione della temperatura. I punti rappresentano correnti dovute principalmente alla generazione, i cerchi rappresentano correnti dovute principalmente alla ricombinazione. Le linee tratteggiate rappresentano la dipendenza dalla temperatura di n_i^2 ; le linee continue quella di n_i .



$I \approx \text{cost}$
 domina
 $I_S (n^3)$
 che non
 dipende da

Fig. 4.4a

Fig. 6.19a - Caratteristica inversa corrente-tensione a diverse temperature. Diodo al germanio.



calore
 qui domina
 $I_S (n^3)$
 qui domina
 $I_S (n^3)$

Fig. 4.4b

Fig. 6.19b - Diodo al silicio.

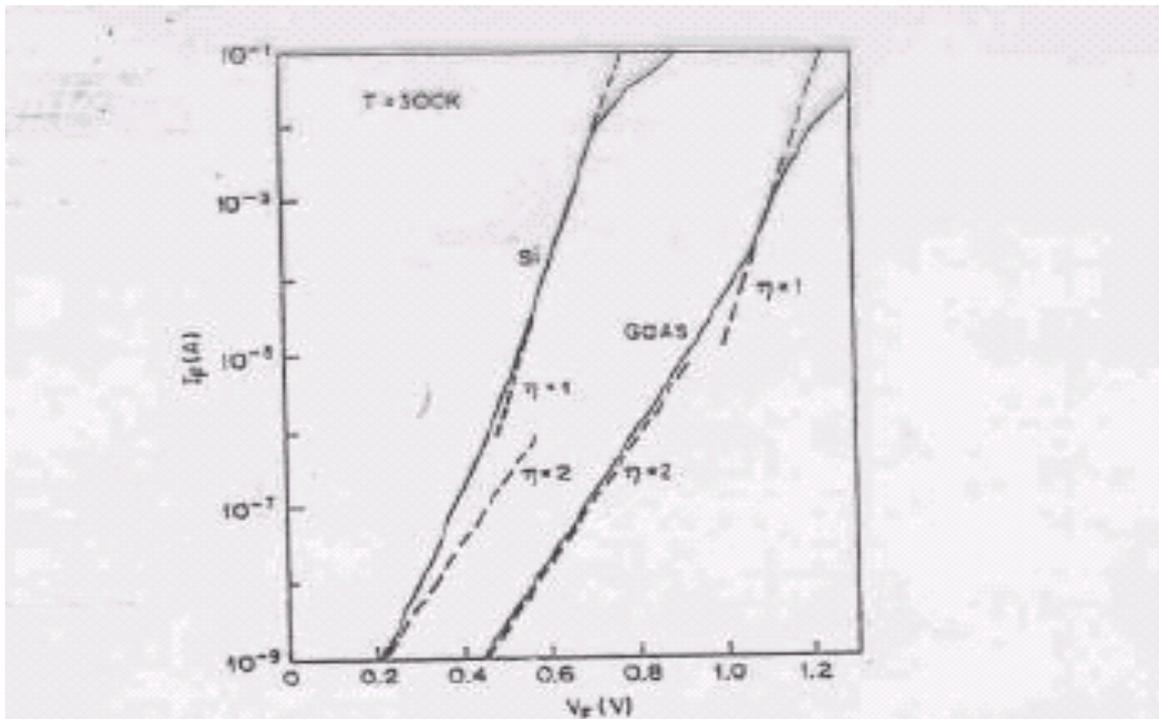


Fig. 3.17 Confronto delle caratteristiche corrente-tensione in funzionamento diretto di diodi al Si e al GaAs a 300 K. Le linee tratteggiate le pendenze dei diversi fattori di idealità η .

Bassi livelli di corrente $\longrightarrow \eta = 2, (\text{ricombinazione})$

Oltre questi livelli $\longrightarrow \eta = 1, (\text{diffusione})$

Ancora più in alto $\longrightarrow \eta$ torna a salire

Perché?

1) Effetto della resistività nelle regioni neutre

$$I \cong I_s e^{\frac{q(V-IR)}{kT}}$$

2) A correnti ancora più elevate (alto livello di iniezione)

$$p_n \longrightarrow n_n$$

$$x = x_n$$

e la relazione

$$p_n n_n = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

dice che:

$$p_n(x = x_n) = n_i e^{\frac{qV}{2kT}}$$



Corrente di diffusione $\cong e^{\frac{qV}{2kT}}$

Esempio

Giunzione brusca in Si con:

$$N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$A = 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

$$\mu_p = 480 \text{ cm}^2 / \text{Vs}, \mu_n = 1280 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$$

lato n

$$D_p = 12,4 \text{ cm}^2 / \text{Vs}, D_n = 33 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$$

$$\mu_p = 110 \text{ cm}^2 / \text{Vs}, \mu_n = 280 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$$

lato p

$$D_p = 2,8 \text{ cm}^2 / \text{Vs}, D_n = 7,25 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$$

$$\tau_p = \tau_n = \tau_0 = 10^{-6} \text{ sec}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = 3,5 * 10^{-3} \text{ cm} \quad \text{lato n}$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = 2,7 * 10^{-3} \text{ cm} \quad \text{lato p}$$

Consideriamo una tensione inversa di 4V

$$V_{bi} = 0,75 \text{ V}$$

$$\epsilon_S = 1,05 * 10^{-2} \text{ F / cm}$$

Otteniamo:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_S}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_{bi} - V_A)} = 2,5 * 10^{-4} \text{ cm}$$

La corrente inversa è

$$I = I_s + I_{R0}$$

con:

$$I_s = qAn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right] = 1,27 * 10^{-13} A$$

$$I_{R0} = \frac{qAn_i W}{2\tau_0} = 3 * 10^{-10} A$$

Perciò a temperatura ambiente $I_{R0} \gg I_s$

al crescere di T cresce n_i e conseguentemente I_s tende a prevalere:

$$I_s = I_{R0} \quad \text{quando}$$

$$n_i = \frac{N_D L_p W}{2D_p \tau_p} = \frac{N_D W}{2L_p} = 3,57 * 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$T = 165 \text{ }^\circ\text{C}$$

Per tensioni positive superiori a 0.1V

$$I = I_s e^{\frac{qV_A}{kT}} + \frac{qn_i AW}{2\tau_0} e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

Le due componenti a temp ambiente si eguaglieranno per $V_A = 0,39V$

Per alte correnti la caduta di tensione sulle regioni neutre non può essere trascurata:

$$\Delta V = iR_s$$

Quanto vale R_s ?

$$R_s = \rho_s \frac{L}{A}$$

Dove L=lunghezza della zona neutra, dipendente da V_A

$$\rho_n = \frac{1}{qn\mu_n}$$

$$R_n = 97,65\Omega$$

$$\rho_p = \frac{1}{qp\mu_p}$$

$$R_p = 1,14\Omega$$

$$R_s = R_n + R_p = 98,8\Omega$$

