DIODI

Introduzione

Fino a questo momento ci siamo occupati di elementi o passivi o lineari. Da questo capitolo in poi iniziamo a trattare i dispositivi a semiconduttori che sono fondamentali per l'elettronica. Sostanzialmente i dispositivi cui ci occupiamo si dividono in due categorie e cioè i cosiddetti dispositivi bipolari e quelli ad effetto di campo. In questo capitolo ci occupiamo dei diodi bipolari così chiamati perché la corrente al loro interno è affidato alle cariche di entrambe le polarità.

§6.1. La giunzione P-N.

Realizziamo un semiconduttore nel quale siano state prodotte zone drogate di tipo differente. La superficie di separazione delle due zone prende il nome di *giunzione metallurgica*. Il dispositivo cosiffatto è, un *diodo semiconduttore a giunzione*. Le due zone p e n ottenute sono accessibili da due terminali applicati a due strati metallici posti sulle due zone conduttrici, come, per esempio, è mostrato nella Fig.6.1-1a. Esse sono lunghe, rispettivamente, lp e ln. Viene chiamato *anodo* il terminale relativo alla zona p e *catodo* l'altro. Il comportamento del dispositivo siffatto dipende essenzialmente dal rapporto fra le concentrazioni dei droganti nelle due parti e dai loro profili. I profili che si ottengono dai processi tecnologici non sempre sono definibili sotto forma analitica. Tuttavia alcune approssimazioni fondamentali possono essere fatte. Qui ne discuteremo soltanto due e cioè la giunzione a profilo di concentrazione brusca detta anche *giunzione a gradino* e quella a profilo di *concentrazione lineare*. Tuttavia molte giunzione effettivamente presentano profili meglio descrivibili da andamenti gaussiani.

§6.1.1 Giunzione a gradino non polarizzata

La Fig.6.1-1b mostra la concentrazione delle impurezze e quindi degli ioni, non necessariamente eguali, nei pressi della giunzione. Si stanno supponendo concentrazioni diverse nelle due zone, ma uniformi. In questo caso si parla di *giunzione a gradino*. La situazione è evidentemente ideale. Nella zona p sono in maggioranza le lacune, con concentrazione pari a N_A atomi/cm³, che sono dette per questo cariche maggioritarie rispetto agli elettroni liberi che sono, invece, cariche minoritarie. Il discorso si capovolge nella zona n dove la concentrazione degli atomi droganti è N_D atomi/cm³.

Le lacune della zona p diffondono nella zona n e viceversa, gli elettroni liberi della zona n in quella p. L'effetto risultante è mostrato nella Fig.6.1-1c. Le cariche che sono maggioritarie in una zona, attraversando la giunzione diventano minoritarie e hanno una grande probabilità di ricombinarsi con le cariche di tipo opposto che in quella zona sono maggioritarie. Ciò avviene in prossimità della giunzione. In questa zona si hanno un grande numero di ricombinazione e quindi vengono lasciate scoperti gli ioni immobili. Tuttavia la diffusione delle cariche fra le due zone produce un accumulo di cariche di segno contrario da una parte e dall'altra che provoca un campo elettrico ed una barriera di potenziale che si oppone ad ulteriore diffusione. Si arriva ad una situazione di equilibrio dinamico in cui ad ogni carica che si sposta in un senso per effetto della diffusione corrisponde una carica dello stesso tipo che il campo elettrico prodotto ricaccia indietro verso la zona da cui era arrivata. Le due zone immediatamente vicine alla giunzione risultano praticamente svuotate dalle cariche mobili. Pertanto il loro insieme prende il nome di *zona di svuotamento*. In tale zona è presente la carica spaziale relativa agli ioni immobili rimasti scoperti.



Quanto detto è mostrato in dettaglio nella Fig.6.1-1. Il campo elettrico determinato dal doppio strato di ioni scoperti a cavallo della giunzione è in Fig.6.1-1d. A questo campo corrisponde il potenziale della Fig.6.1-1e. La differenza di potenziale che si viene a creare fra la zona *n* e la zona *p* prende il nome di *potenzia*le intrinseco ed è indicato con VBi. Per finire la Fig.6.1-1f fa vedere la situazione delle cariche mobili in tutto il semiconduttore. I profili non si presentano simmetrici perché, si è immaginato di avere drogato più fortemente il materiale p rispetto alla zona n. Il grafico è semilogaritmo.

Le zone in cui sussistono cariche mobili sono neutre e quindi la densità di carica ρ ed anche il campo elettrico E sono nulli. Invece, le zone svuotate, non conduttrici, ma non neutre, sono sede di campo elettrico.

Andiamo nel dettaglio. Cominciamo con il determinare la larghezza delle zone svuotate. L'ipotesi di drogaggi uniformi consente un

calcolo semplificato. Dobbiamo ricordare che, mentre a cavallo delle giunzioni ci sono zone cariche, lontano da esse le due zone conduttrici p e n sono neutre. In condizioni di equilibrio in queste zone neutre il campo elettrico deve essere nullo altrimenti ci sarebbe spostamento di cariche mobili e quindi corrente. Un elettrone che dal materiale *n* va nel *p* lascia uno ione positivo scoperto nella zona *n* e produce, ricombinandosi con una lacuna, uno ione positivo scoperto nella zona *p*. Quindi il numero di ioni scoperti è identico nelle due parti della giunzione. Gli ioni, in una approssimazione ragionevole sono addensati a cavallo della giunzione. In effetti la situazione è leggermente differente ed il profilo di concentrazione delle cariche fisse non è esattamente rettangolare ma ha un pendenza verso l'esterno. Chiamiamo S la sezione del diodo, supposta costante, W_p e W_n gli spessori delle zone svuotate, rispettivamente a sinistra e a destra della giunzione. Le carica scoperta nella zona *p* è q NAW_pS, mentre nella zona *n* è q N_DW_nS. Eguagliando i due termini si ricava

$$N_A W_p = N_D W_n . \qquad [6.1-1]$$

Nell'ipotesi fatte di drogaggi e sezione uniforme il problema può essere studiato considerando il caso unidimensionale lungo la direzione x della lunghezza del diodo. Inoltre è fondamentale l'approssimazione di *completo svuotamento*. Si suppone, cioè, che nella zona compresa fra -W_p e W_n non siano presenti cariche mobili. Inoltre, la densità dei portatori maggioritari diventa la concentrazione del drogante all'esterno di questo intervallo. Poniamo l'origine degli assi nella giunzione metallurgica dove la concentrazione salta bruscamente da NA a ND. Applichiamo l'equazione di Poisson [4.8-25] ricavata nel §4.8.6. In tal caso essa si scrive come

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} = -\frac{q}{\epsilon} [c_i^+(x) - c_i^-(x) + p(x) - n(x)].$$

Con $c_i(x) \in c_i^+(x)$ si sono indicate le concentrazioni di ioni scoperti, nelle due zone. Per quanto det-

to $c_i(x) = N_A$ soltanto per $-W_p < x < 0$ mentre è nullo dappertutto. Analogamente $c_i(x) = N_D$ soltanto per $0 < x < W_n$ e zero dappertutto. Trascurando, ovviamente, nelle zona svuotate di cariche mobili la loro presenza, la precedente si può scrivere come:

$$\frac{d^{2}V}{dx^{2}} = -\frac{dE}{dx} \approx \begin{cases} -\frac{q}{\epsilon} N_{A} & \text{per} \quad -W_{p} < x < 0\\ \frac{q}{\epsilon} N_{D} & \text{per} \quad 0 < x < W_{n} \end{cases}$$

Il campo elettrico nelle due zone si può determinare integrando la precedente: Per $-W_p < x < 0$, $E(x) = -\int \frac{qN_A}{\epsilon} dx + c = -\frac{qN_A}{\epsilon} x + c$. La costante si calcola imponendo che per $x = -W_p$ il campo si annulla. Allora $0 = \frac{qN_A}{\epsilon} W_p + c$, da cui $c = -\frac{qN_A}{\epsilon} W_p$. Quindi, per $-W_p < x < 0$, $E(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon} (x + W_p) = -\frac{qN_AW_p}{\epsilon} \left(1 + \frac{x}{W_p}\right) = E_M \left(1 + \frac{x}{W_p}\right)$. con $E_M = -\frac{qN_AW_p}{\epsilon} = -\frac{qN_DW_n}{\epsilon}$. [6.1-2]

Invece per $0 < x < W_n$, $E(x) = \int \frac{qN_D}{\epsilon} dx + c = \frac{qN_D}{\epsilon} x + c$. La costante si calcola imponendo che per x

= W_n il campo si annulla. Allora $0 = \frac{qN_D}{\epsilon}W_n + c$, da cui $c = -\frac{qN_A}{\epsilon}W_n$. Quindi, per $0 < x < W_n$

$$E(x) = \frac{qN_D}{\epsilon}(x - W_n) = -\frac{qN_DW_n}{\epsilon} \left(1 - \frac{x}{W_n}\right) = E_M \left(1 - \frac{x}{W_n}\right).$$

Il coefficiente moltiplicativo è comunque EM. Riepilogando $\begin{pmatrix} & & \\ & & \end{pmatrix}$

$$E = \begin{cases} E_{M} \left(1 + \frac{x}{W_{p}} \right) & \text{per} & -W_{p} < x < 0 \\ \\ E_{M} \left(1 - \frac{x}{W_{n}} \right) & \text{per} & 0 < x < W_{n} \end{cases}$$

$$(6.1-3)$$

Il potenziale V(x) all'interno della zona di svuotamento si calcola integrando il campo che è non nullo solo nella zona di svuotamento:

Per - W_p
$$\leq x \leq 0$$
: V(x) = $-\int_{-W_p}^{x} E dx = -E_M \int_{-W_p}^{x} \left(1 + \frac{x}{W_p}\right) dx = -E_M \left[x + \frac{x^2}{2W_p} + \frac{W_p}{2}\right].$ [6.1-4]

Per
$$0 \le x \le W_n$$
: $V(x) = -\int E dx + V(0) = -E_M \int \left(1 - \frac{x}{W_n}\right) dx + V(0) = -E_M \left[x - \frac{x^2}{2W_n} + \frac{W_p}{2}\right].$ [6.1-5]

per x = W_n, V(W_n)=V_{Bi} =
$$-E_M \frac{W_p + W_n}{2} = -E_M \frac{W}{2}$$
. [6.1-6]

Con W si è indicata la profondità complessiva della zona svuotata.

La [6.1-1] si può riscrivere come $\frac{W_p}{W_n} = \frac{N_D}{N_A}$, cioè $\frac{W_p + W_n}{W_n} = \frac{W}{W_n} = \frac{N_D + N_A}{N_A}$, da cui

 $W_n = W \frac{N_A}{N_D + N_A}$. D'altra parte, se nella [6.1-6] si sostituisce il valore di EM dato dalla [6.1-2] e

quindi il valore di W_n testé ricavato si trova V_{Bi} = $\frac{qN_DW_n}{\epsilon}\frac{W}{2} = \frac{qN_DN_A}{\epsilon(N_D + N_A)}\frac{W^2}{2}$. Da questa si deter-

mina la larghezza della zona svuotata, legata alla tensione intrinseca da:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}}{q}} V_{Bi} \frac{N_D + N_A}{N_D N_A} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}}{q}} \frac{V_{Bi}}{N_{eq}}.$$
 [6.1-7]

Se la giunzione non è polarizzata la corrente netta attraverso la giunzione è nulla, anche se si ha un flusso continuo di cariche nei due sensi. La corrente di diffusione delle cariche dovuto al gradiente di concentrazione eguaglia la corrente di trascinamento dovuta al campo elettrico nella giunzione. Riprendiamo dal §4.4 l'equazione della densità di corrente. Per le lacune, dalla [4.4-18]

$$J_{p} = q \left[p \,\mu_{p} E - D_{p} \frac{dp}{dx} \right] = 0$$
[6.1-8]

e allora: $E = -\frac{dV}{dx} = \frac{D_p}{p} \frac{dp}{pdx} = V_T \frac{dp}{pdx}$, cioè $-dV = V_T \frac{dp}{p}$. Le cariche minoritarie nelle due zone pe n sono, rispettivamente, $p_{n0} = n_i^2/N_A$ e $n_{p0} = n_i^2/N_D$. Integriamo fra $-W_p$ dove $p(-W_p) = N_A$ e W_n dove $p(W_n) = \frac{n_i^2}{N_D}$. $-\int_{-W_p}^{W_n} dV = V_T \int_{-W_p}^{W_n} \frac{dp}{p}$. Quindi $-V_{Bi} = V_T |\ln p|_{-W_p}^{W_n} = V_T \ln \frac{n_i^2}{N_A N_D}$.

$$\mathbf{V}_{\mathrm{Bi}} = \mathbf{V}_{\mathrm{T}} \ln \frac{\mathbf{N}_{\mathrm{A}} \mathbf{N}_{\mathrm{D}}}{\mathbf{n_{i}}^{2}}.$$
 [6.1-9]

Il potenziale intrinseco si sarebbe potuto ricavare, con lo stesso risultata imponendo che la corrente di elettroni è nulla.

A questo punto, fissata la temperatura e scelti i drogaggi delle due zone risulta anche stabilita la tensione intrinseca dalla precedente e quindi anche lo spessore complessivo dalla [6.1-7] e le due parti in cui si suddivide nelle due zone tramite la [6.1-1].

Possiamo calcolare il profilo di concentrazione delle cariche mobili nel semiconduttore. Cominciamo dalle lacune. Riprendiamo la [6.1-8] che può essere riscritta come

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{p}} = \frac{\mathrm{E}}{\mathrm{V}_{\mathrm{T}}}\mathrm{d}x$$

Integrando $\int \frac{dp}{p} = \int \frac{E}{V_T} dx + c$. Ricordiamo che il campo elettrico assume le forme [6.1-3] a seconda di quele zona viene considerata. La costante a viene determinata impenendo che $p(W) = N_L c$

di quale zona viene considerata. La costante c viene determinata imponendo che $p(-W_p) = N_A e p(W_n) = n_i^2/N_D$. Il risultato finale da

$$p(x) = \begin{cases} \frac{E_{M}(x+W_{p})^{2}}{V_{T} - 2W_{p}} & \text{per} & -W_{p} < x < 0\\ \frac{n_{i}^{2}}{N_{D}} e^{-\frac{E_{M}(x-W_{n})^{2}}{V_{T} - 2W_{n}}} & \text{per} & 0 < x < W_{n} \end{cases}$$

Il profilo di concentrazione è mostrato nella Fig.6.1-1f.

Per il profilo di concentrazione degli elettroni bisogna riprendere l'espressione della densità di corrente di elettroni data dalla [4.8-17] ed imporre che anche essa sia nulla. Si procede in modo analogo, sempre utilizzando le espressioni del campo elettrico [6.1-3] e tenendo presente le condizioni al contorno $n(-W_p) = ni^2/N_A e n(W_n) = N_D$. Il risultato finale da

$$n(x) = \begin{cases} \frac{n_{i}^{2}}{N_{A}} e^{\frac{E_{M}(x+W_{p})^{2}}{2W_{p}}} & \text{per} & -W_{p} < x < 0\\ \\ \frac{W_{p}}{N_{D}} e^{\frac{E_{M}(x-W_{n})^{2}}{V_{T} - 2W_{n}}} & \text{per} & 0 < x < W_{n} \end{cases}$$

Anche questo profilo di concentrazione è mostrato nella Fig.6.1-1f. Se si osserva con attenzione la figura si nota che il punto in cui le due concentrazioni di elettroni e lacune sono identiche non corri-

sponde alla giunzione metallurgica. Nell'esempio fatto in cui la concentrazione di accettori supera quella dei donatori questo punto, detto anche *giunzione elettrica*, si spinge all'interno della zona n. Ovviamente se cambia la situazione la giunzione elettrica si spinge nell'altro senso.

Molto spesso il rapporto fra le concentrazioni delle impurezze è notevole. In questo caso si possono usare espressioni approssimate molto comode. Per esempio se chiamiamo Nm la concentrazione più piccola delle due lo spessore della zona di svuotamento si riduce a

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{V_{Bi}}{N_m}}.$$
 [6.1-10]

come si può facilmente ricavare dalla [6.1-7]. Nella Fig.6.1-2 sono mostrati il

VBi (Volt) GaA Si (a) Ge 0.5 Concentrazione della zona meno drogata (N cm³) (atomi/cm³/cm) 10¹⁴ 10¹⁵ 10¹⁶ 10¹ 10¹ W(µm) 10¹ Ga/ $N = 4.10^{1}$ 10 (b) 10 10 10¹⁵ 10¹⁴ 10¹ 10 10 Fig.6.1-2

potenziale intrinseco e la profondità della regione di svuotamento di un diodo a drogaggio asimmetrico in funzione della concentrazione della zona meno drogata e a temperatura ambiente.

§6.1.2 Giunzione graduale non polarizzata

La semplificazione introdotta relativa alla giunzione a gradino non è molto realistica. Anche se è molto utile per capire il comportamento base di una giunzione perché i concetti fondamentali rimangono. Tuttavia è bene tenere conto della possibilità che, in vicinanza della giunzione metallurgica, il profilo di drogaggio vari in qualche modo differente. In particolare ci interessa, perché abbastanza vicino alla realtà il comportamento di giunzioni in cui il profilo di drogaggio vari gradualmente.

In questo paragrafo, quindi, ci occupiamo di questo caso. Tuttavia non svilupperemo tutto il calcolo che può essere ritrovato nella bibliografia citata. Le ipotesi di partenza sono che il profilo di drogaggio vari gradualmente nella vicinanza della giunzione con una pendenza costante di m(Atomi/cm³/cm) e che risulterà svuo-



tata parte della zona con profilo di drogaggio variabile. In Fig.6.1-3a è mostrato il profilo di concen-

trazione di un diodo a drogaggio leggermente asimmetrico che, però, ha una giunzione in cui il drogaggio varia uniformemente. Le cariche minoritarie attraversando le giunzione si ricombinano e lasciano scoperte una zona in cui la concentrazione degli ioni cresce linearmente allontanandosi dalla giunzione, vedi Fig.6.1-3b.

Questa volta l'equazione di Poisson da applicare nella zona di svuotamento è

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} = -\frac{q}{\epsilon} [c_i^+(x) - c_i^-(x) + p(x) - n(x)] =$$
$$= -\frac{q}{\epsilon} [m x + p(x) - n(x)] \approx -\frac{q}{\epsilon} m x.$$



Il campo elettrico si ottiene integrando questa espressione ed imponendo che fuori dalla zona di svuotamento, larga W, il campo elettrico sia nullo, per le ragione dette anche a proposito della giunzione a gradino. Il conto porta che, nell'interval-lo -W/2 < x < W/2

$$E = E_{M} \left[1 - \left(\frac{2x}{W}\right)^{2} \right]$$

con $E_{M} = -\frac{q}{2\epsilon} \left(\frac{W}{2}\right)^{2}$. [6.1-11]

Integrando ulteriormente si trova anche il potenziale intrinseco che è mostrato nella Fig.6.1-3d. Comunque esso è

$$V_{Bi} = \frac{qmW^3}{12\epsilon}.$$
 [6.1-12]

D'altra parte la concentrazione delle impurezze ai confini della regione di svuotamento è mW/2 da entrambe le parti. Allora possiamo utilizzare una espressione appros-

simata ricavata dalla [6.1-9] nella quale la situazione della concentrazione delle impurezze ai confini della regione svuotata era NA e ND. Quindi, sostituendo sia a NA che a ND mW/2 nella [6.1-9] si ottiene

$$V_{Bi} = V_T ln \frac{m \frac{W}{2} m \frac{W}{2}}{n_i^2} = V_T ln \left(\frac{m W}{2n_i^2}\right)^2.$$

Per trovare sia *W* che *V*_{BI} bisognerebbe fare sistema fra le due ultime espressioni. Il sistema non è risolubile per via analitica. Tuttavia la via numerica lo consente. In Fig.6.1-4 l'andamento della tensione intrinseca e della larghezza della zona di svuotamento in funzione del gradiente di concentrazione delle impurezze è mostrato per i tre tipi differente di semiconduttore a T = 27 °C.

Le giunzioni con profilo graduale non possono essere realizzate, tuttavia sono una buona approssimazione, per esempio, per giunzioni brusche riscaldate eccessivamente per le quali, durante il riscaldamento si ha una diffusione con redistribuzione che tende a smussare il profilo di concentrazione ed a renderlo lineare.

§6.1.3 La polarizzazione diretta.

Applichiamo una tensione positiva V_{AK} fra anodo e catodo, come mostrato in Fig.6.1-5a, cioè la zona *p positiva rispetto la zona n*. Si dice che si è applicata una *polarizzazione diretta*.

Le considerazioni di questo paragrafo si riferiscono ad un diodo con giunzione a gradino. Le ipotesi che si fanno per ottenere i risultati sono quelle del §6.1.1: entrambe le regioni siano uniformemente drogate; la zona di svuotamento sia completamente svuotata; le correnti che attraversano le regioni resistive siano piccole in modo da potere trascurare le cadute di potenziale su queste parti del dispositivo e pertanto la tensione VAK risulti tutta applicata ai capi della regione di svuotamento. Queste semplificazioni portano ad un semplice risultato detto equazione di Shokley. Tuttavia il comportamento reale differisce alquanto da quello che con questo metodo si può ricavare. Discute-remo più avanti di miglioramenti che si possono fare a questo modello.

§6.1.3.1 Diodi a base lunga

Per il momento incominciamo a discutere dei diodi in cui le lunghezze dell'anodo e del catodo siano sufficientemente più grandi sia della zona di svuotamento che delle lunghezze di diffusione in entrambe le zone. Questi diodi prendono il nome di *diodi a base lunga* per distinguerli da quelli in cui questa condizione non è verificata e che saranno discussi più avanti.

Cominciamo a dare una prima spiegazione qualitativa di ciò che accade con l'aiuto della Fig.6.1-5 in cui le curve tratteggiate rappresentano situazioni per le quali non è applicato potenziale fra le due zone, mentre quelle a tratto continuo si riferiscono all'applicazione di VAK. La tensione applicata si sottrae al potenziale intrinseco *VBi*. In Fig.6.1-5b è illustrata la situazione del potenziale nella zona della giunzione. Viene pertanto ridotto il campo nella zona di svuotamento, cioè l'ostaco-lo alla diffusione delle cariche dalla zona in cui sono maggioritarie verso l'altra. Ed allora nella vicinanza della giunzione si ottiene un eccesso di portatori minoritari. In Fig.6.1-5c è mostrata la situazione delle cariche confrontata con quella che si ha in assenza di polarizzazione che è rappresen-

tata tratteggiata. Per mantenere la neutralità elettrica delle zone conduttrici vengono richiamate cariche di segno contrario. Ad esempio le lacune in eccesso nella zona *n* richiamano elettroni dalla zona a destra. A regimem la zona *n* trasferisce nella zona *p* gli elettroni per rimpiazzare quelli che scompaiono per ricombinazione. Queste cariche provengono dalla batteria. Si origina la corrente la cui densità è JAn. Analogamente JAp. In questo caso, però, le lacune non arrivano dalla batteria ma, come è ovvio sono elettroni che vanno verso la batteria a chiudere il circuito per soddisfare il principio di Kirkhoff. Nella zona di svuotamento si hanno contributi significativi di entrambi i tipi di portatori. La Fig.6.1-5d mostra la situazione delle densità di corrente nel diodo.



Chiamiamo ancora $-W_p \in W_n$ gli estremi della zona di carica spaziale. All'incirca all'esterno di tale zona si hanno zone neutre conduttrici con cariche maggioritarie. La zona di carica spaziale non è neutra ma svuotata di cariche mobili. L'effetto della differente barriera di potenziale produce uno spessore totale della zona di svuotamento diverso. Estendendo la [6.1-7] si può scrivere:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}}{q}(V_{Bi} - V_{AK})\frac{N_D + N_A}{N_D N_A}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}}{q}\frac{V_{Bi} - V_{AK}}{N_{eq}}}.$$
 [6.1-13]

La corrente di lacune nella regione di carica spaziale, per le ipotesi semplificative introdotte, può essere calcolata utilizzando l'equazione di continuità ricavate nel §4.4.3 data dalla [4.4-18] $J_{Ap}(x) = q \left[p(x)\mu_{p}E(x) - D_{p} \frac{dp(x)}{dx} \right] o che è lo stesso$ $J_{Ap}(x) = q \left[-p(x)\mu_{p} \frac{dV(x)}{dx} - D_{p} \frac{dp(x)}{dx} \right].$

I due termini della corrente sono molto grandi. La corrente totale di lacune, all'interno della zona di carica spaziale, è la differenza fra queste due correnti e risulta solo una frazione molto piccola di entrambe. Pertanto in una prima approssimazione la corrente di diffusione può essere ritenuta eguale a quella di trascinamento. Allora dalla precedente si ricava $p(x)\mu_p \frac{dV(x)}{dx} \approx -D_p \frac{dp(x)}{dx}$ cioè $-\frac{\mu_p}{D_p}dV(x) \approx \frac{dp(x)}{p(x)}$. Usando la relazione di Einstein $[4.4-16] - \frac{dV(x)}{V_T} = \frac{dp(x)}{p(x)}$. Integriamo all'interno della zona di svuotamento, fra -W_p e W_n. Si ha: $-\int_{-\infty}^{W_n} \frac{dV(x)}{V_T} = \int_{-\infty}^{W_n} \frac{dp(x)}{p(x)}$. Quindi

 $-\frac{V(W_n)-V(-W_p)}{V_T} = \ln \frac{p(W_n)}{p(-W_p)}$. Ai capi della zona di svuotamento si ha una tensione VAK – VBi.

Ed allora
$$\frac{V_{AK} - V_{Bi}}{V_T} = \ln \frac{p(W_n)}{p(-W_p)} \text{ cioè } p(W_n) = p(-W_p)e^{V_{AK}/V_T}e^{-V_{Bi}/V_T} = N_A e^{V_{AK}/V_T}e^{-V_{Bi}/V_T}.$$
 Abbiamo

già trovato il potenziale intrinseco VBi con la [6.1-9]. Sostituendola nella precedente:

$$p(W_n) = N_A e^{V_{AK}/V_T} \frac{n_i^2}{N_A N_D} = \frac{n_i^2}{N_D} e^{V_{AK}/V_T} = p_{n0} e^{V_{AK}/V_T}.$$
 [6.1-14]

In assenza di polarizzazione diretta $p(W_n) = p_{n0}$. L'effetto della polarizzazione è di aumentare la concentrazione delle cariche minoritarie, come si vede dalla relazione precedente. A destra della zona di svuotamento e cioè per $x = W_n$ l'eccesso di lacune che è prodotto dall'applicazione del potenziale VAK è

$$\delta p_n(W_n) = p(W_n) - p_{n0} = p_{n0}e^{V_{AK}/V_T} - p_{n0} = p_{n0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1).$$
[6.1-15]

Eseguendo lo stesso calcolo per gli elettroni si troverebbe

$$\delta n_{p}(-W_{p}) = n(-W_{p}) - n_{p0} = n_{p0}e^{V_{AK}/V_{T}} - n_{p0} = n_{p0}(e^{V_{AK}/V_{T}} - 1).$$

Chiamiamo $\delta p_n(x) \in \delta n_p(x)$ l'eccesso di cariche minoritarie nelle regioni al di fuori della regione di svuotamento e cioè, rispettivamente per $x \ge W_n$ per $x \le -W_p$. La regione a destra di W_n è neutra e priva di campo elettrico. Non ci sono cause che producono generazione addizionale e a regime, la concentrazione nelle zone neutre non cambia nel tempo. Allora si può usare l'equazione di continuità [4.6-4]. In queste ipotesi semplificative essa si riduce a $-\frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} = 0$, cioè $\frac{\delta p_n(x)}{D_p \tau_p} = \frac{\partial^2 \delta p_n(x)}{\partial x^2}$, e ricordando la [4.6-6] essa diventa $\frac{\delta p_n(x)}{L_p^2} = \frac{\partial^2 \delta p_n(x)}{\partial x^2}$. L_p è la lunghezza di diffusione delle lacune. La soluzione generale è stata già calcolata nel §4.6.1 ed è la [4.6-7], cioè:

$$\delta p_n(x) = A e^{-x/L_p} + B e^{x/L_p}.$$
 [6.1-16]

Per $x \to \infty$, $p_n \to p_{n0}$ cioè $dp_n(\infty) = 0$. Da cui B = 0. Invece per $x = W_n$, per la [6.1-15] $\delta p_n(W_n) = p_{n0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1)$. Allora $A = p_{n0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1)e^{-W_n/L_p}$. Per finire:

$$\delta p_n(x) = p_{n0} (e^{V_{AK}/V_T} - 1) e^{-(x - W_n)/L_p}.$$
[6.1-17]

Nella zona n, a destra di W_n in cui il semiconduttore è neutro si ha un profilo di concentrazione con un eccesso dato dalla precedente è rappresentato in scala logaritmica nella Fig.6.1-5c. Dal momento che la concentrazione delle cariche minoritarie non è costante si ha corrente per effetto di diffusione. Poiché il campo elettrico nella stessa zona è nullo non c'è corrente di deriva e la densità di corrente si può calcolare come

$$J_{Ap}(x) = -qD_{p}\frac{dp_{n}(x)}{dx} = q\frac{D_{p}}{L_{p}}p_{n0}(e^{\frac{V_{AK}}{V_{T}}} - 1)e^{-\frac{x-W_{n}}{L_{p}}} = qp_{n0}\sqrt{\frac{D_{p}}{\tau_{p}}}(e^{\frac{V_{AK}}{V_{T}}} - 1)e^{-\frac{x-W_{n}}{L_{p}}}.$$

Se la zona svuotata è piccola può essere trascurata la ricombinazione delle cariche nella stessa zona, supposta, quindi, completamente svuotata, e la densità di corrente è costante. Il suo valore si può calcolare determinandola al limite della zona di svuotamento dalla precedente per $x = W_n$. Si ha

$$J_{Ap}(W_n) = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} p_{n0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1).$$

Un calcolo analogo eseguito per la densità di corrente di elettroni ci consente di calcolarla all'altro limite della zona di svuotamento. Si ricava:

$$J_{An}(-W_p) = q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} n_{p0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1).$$

Anche questa corrente rimane praticamente costante all'interno della zona di svuotamento. La densità di corrente totale, al suo interno è, quindi, la somma delle due precedenti:

$$J_{A} = J_{Ap}(W_{n}) + J_{An}p(-W_{p}) = \left[q\sqrt{\frac{D_{p}}{\tau_{p}}}p_{n0} + q\sqrt{\frac{D_{n}}{\tau_{n}}}n_{p0}\right](e^{V_{AK}/V_{T}} - 1) = q\left[\sqrt{\frac{D_{p}}{\tau_{p}}}p_{n0} + \sqrt{\frac{D_{n}}{\tau_{n}}}n_{p0}\right](e^{V_{AK}/V_{T}} - 1).$$

Ponendo

$$J_{S} = q \left[\sqrt{\frac{D_{p}}{\tau_{p}}} p_{n0} + \sqrt{\frac{D_{n}}{\tau_{n}}} n_{p0} \right] = q \left[\frac{D_{p}}{L_{p}} p_{n0} + \frac{D_{n}}{L_{n}} n_{p0} \right] = q n_{i}^{2} \left[\frac{D_{p}}{N_{D}L_{p}} + \frac{D_{n}}{N_{A}L_{n}} \right]$$

$$J_{A} = J_{s} (e^{V_{AK/VT}} - 1).$$
[6.1-19]

che da la densità di corrente nel diodo. Il profilo della densità di corrente nelle varie zone è mostrato nella Fig.6.1-5d.

Per un diodo di sezione S la corrente IA nel diodo si può ricavare dalla precedente ponendo

$$I_{s} = J_{s}S$$
[6.1-20]
$$I_{A} = I_{s}(e^{V_{AK}/V_{T}} - 1).$$
[6.1-21]

come

che è la cosiddetta *equazione di Shockley*. Vedremo più avanti le ragioni per cui il coefficiente Is prende il nome di *corrente inversa di saturazione*.

Si osserva il dettaglio della Fig.6.1-5d che descrive la densità di corrente nelle varie zone del diodo. Si possono distinguere cinque zone, da sinistra a destra: 1) la zona neutra dell'anodo; 2) la zona di diffusione dell'anodo; 3) la zona di svuotamento a cavallo della giunzione; 4) la zona di diffusione del catodo; 5) la zona neutra del catodo.

Nella zona di svuotamento la corrente è composta da due componenti di ampiezza diversa perché dipendendo dalla differenza di drogaggio fra catodo ed anodo e sono dovute agli elettroni che si recano verso l'anodo e le lacune che si spostano verso il catodo. Queste correnti procedono praticamente indisturbate nella zona che, essendo svuotata, non da praticamente effetti di ricombinazioni, almeno in prima approssimazione, su queste cariche che transitano.

Le correnti nelle due zone di diffusione, sia di anodo che di catodo si comportano in modo simmetrico. Per esempio, la corrente nella zona di diffusione del catodo è dovuta alle lacune che si ricombinano provenendo dalla zona di svuotamento. Questa componente diminuisce esponenzialmente con la distanza dal confine della zona di svuotamento secondo la lunghezza di diffusione. Dopo poche lunghezze di diffusione L_p non c'è più corrente di ricombinazione di lacune che provengono dall'anodo con gli elettroni nel catodo. Inoltre nella stessa zona stanno transitando elettroni che si recano verso l'anodo. Una parte di essi sarà la corrente costante all'interno della zona di svuotamento che produrrà la diffusione nell'anodo, l'altra parte è quella relativa alla ricombinazione ne con lacune, nella stessa zona di diffusione di catodo che provengono dall'anodo.

La corrente nelle due zone neutre è dovuta ad elettroni nel catodo e a lacune nell'anodo. Gli elettroni che si spostano nel catodo provengono, attraverso il contatto metallico dalla batteria. Ricordiamo che una lacuna, di fatto è la mancanza di un elettrone e il suo spostamento in un verso significa, di fatto, che un elettrone si sposta in verso opposto. Allora, le lacune che si spostano nell'anodo, verso la giunzione, al contatto metallico dell'anodo, sono elettroni che dalla zona neutra vanno verso la batteria. In tal modo l'intero percorso della corrente, sia dentro il diodo che attraverso il circuito esterno è giustificato.

Naturalmente la corrente complessiva è costante in tutto il diodo. Quindi, andando da sinistra verso destra nella zona neutra dell'anodo si ha una corrente di lacune costante finché non si arriva nella zona di diffusione d'anodo dove la corrente di lacune diminuisce mentre contemporanea-



mente sale quella degli elettroni. Il minimo della prima ed il massimo della seconda si hanno per $x = -W_p$. Da questo punto fino all'altro estremo della zona di svuotamento, per $x = W_n$, le cose restano immutate. Ora nella zona di diffusione del catodo la corrente delle lacune decresce con x secondo la lunghezza di diffusione delle lacune e man mano cresce la corrente degli elettroni

La caratteristica ideale di un diodo nella zona di polarizzazione diretta, data dalla [6.1-21] è rappresentata dalla curva di Fig.6.1-6.

Ricordiamo che a temperatura ambiente V_T , come abbiamo visto nel §4.4.2.1, è di circa 26 mV. Se

 $V_{AK} > 4 V_T$ il termine $e^{V_{AK}/V_T} >> 1$ e la corrente già per $V_{AK} > 100 \text{ mV}$ sale esponenzialmente con VAK. In tal caso la [6.1-21] può essere semplificata in

$I_{A} = I_{s} e^{V_{AK}/V_{T}}.$	[6.1-22]	
IA = ISC .	0.1-22	

TAV.6.1-I						
Corrente di saturazione per un diodo di						
sezione $S = 0.1 \text{ mm}^2$.						
$N_A = 10^{16}/cm^3$; $N_D = 10^{17}/cm^3$; $a T =$						
300°C						
calcolata misurata						
Ge	1.5 nA	2 nA				
Si	2.5 10 ⁻³ fA	0.2 nA				
GaAs	8 10 ⁻⁷ fA	0.2 nA				

Riprendiamo il discorso che riguarda la densità corrente inversa di saturazione e cerchiamo di determinare l'influenza che ha su di essa il materiale. Nella TAV.6.1-I, seconda colonna, sono mostrati i valori che si desumono, applicando le [6.1-18] e [6.1-20] per questo parametro nel germanio, silicio e nell'arseniuro di gallio a drogaggi intermedi con tempi di vita dei portatori minoritari dell'ordine dei ns. Non è ovviamente possibile considerare tutti i casi. Sappiamo che questi tempi dipendono dalle trappole. La conclusione che si può trarre dai valori della tavola

è la grande disparità. Si vede che quella dell'arseniuro di gallio è la più piccola e che quella del germanio è considerevolmente più alta.

§6.1.3.2 Diodi a base corta

Tutto quanto detto precedentemente implica che la lunghezza delle zone neutre sia sufficiente perché le cariche minoritarie che provengono dalla zona dove sono maggioritarie e attraversano la giunzione abbiano spazio sufficiente per ricombinarsi e cioè che la lunghezza di diffusione sia sufficientemente piccola rispetto la lunghezza della zona neutra. Se, invece, tale condizione non è verificata si parla di *diodi a base corta*, che sono quei diodi per i quali almeno uno di queste condizioni venga verificata. E cioè che sia o $L_p >> l_n$ oppure $L_n >> l_p$ o anche entrambe. Nella figura a lato, le curve tratteggiate rappresentano situazioni in cui non è applicato potenziale fra le due zone, mentre quelle a tratto continuo si riferiscono all'applicazione di VAK.

Nei diodi a base corta la ricombinazione nelle zone neutre è poco favorita dalla piccola dimensione della medesima. Tenendo conto del fatto che c'è una zona a cavallo della giunzione svuotata la larghezza effettiva delle due zone neutre non è ln ma ln' = ln - Wn per il catodo e lp' = lp - Wp per l'anodo. In effetti ciò vale anche per i diodi a base lunga ma in questi lo spessore della zona svuotata è trascurabile rispetto agli spessori di anodo e catodo.



Non è necessario sviluppare tutto come per i diodi a base lunga. Ricordiamo che la parte iniziale di un esponenziale si può approssimare espandendo in serie di Tayor e arrestandosi al termine di primo grado. Allora, dalla [6.1-17] per la zona di catodo, l'eccesso di concentrazione diventa

$$\delta p_n(x) = A + B \frac{x - W_n}{L_p}$$

Al limite della zona di svuotamento, cioè per $x = W_n$ vale sempre la [6.1-15]. Mentre l'eccesso di cariche minoritarie si annulla sul catodo dove i portatori minoritari si ricombinano, come abbiamo già visto nel §4.6.2. Tuttavia adesso la condizione riguardo le lunghezze è ancora più stringente. Applicando queste condizioni al contorno alla precedente si ha

$$\delta p_n(\mathbf{x}) = p_{n0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1)\left(1 - \frac{\mathbf{x} - W_n}{l_n'}\right),$$

mostrata in Fig.6.1-7b e che vale per $x \ge W_n$. Poiché la corrente di diffusione è proporzionale al gradiente delle cariche minoritarie e questa varia linearmente nel catodo è ovvio che la corrente risulta costante in tutto il catodo. Applicando la [4.4-12]

$$J_{Ap}(x) = -qD_{p}\frac{dp_{n}(x)}{dx} = q\frac{D_{p}}{l_{n}'}p_{n0}(e^{V_{AK}/V_{T}}-1) = J_{Ap}.$$

Lo stesso discorso applicato alla zona di anodo porta a

$$J_{An}(x) = -qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} = q \frac{D_n}{l_p'} n_{p0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1) = J_{An}.$$

La corrente complessiva, costante in tutto il dispositivo è la somma delle due precedenti e quindi

$$J_{A} = J_{An} + J_{Ap} = q \left(\frac{D_{n}}{l_{p'}} n_{p0} + \frac{D_{p}}{l_{n'}} p_{n0} \right) (e^{V_{AK}/V_{T}} - 1) = J_{An}$$

riportata in Fig.6.1-7c. Anche in questo caso la precedente si scrive come la [6.1-19] ponendo

$$J_{s} = q \left(\frac{D_{n}}{l_{p}'} n_{p0} + \frac{D_{p}}{l_{n}'} p_{n0} \right) = q n_{i}^{2} \left[\frac{D_{n}}{N_{A} l_{p}'} + \frac{D_{p}}{N_{D} l_{n}'} \right].$$
 [6.1-23]

Si noti che l'espressione [6.1-18] e quest'ultima sono analoghe. Cambiano le lunghezze da inserire nei denominatori. Per i diodi a base lunga si mettono le lunghezze di diffusione, per quelle a base corte le lunghezze effettive delle zone neutre. Ovviamente se il diodo ha soltanto una regione a base corta e l'altra è lunga cambia la corrente inversa di saturazione che risulta una mescolanza fra le due espressioni [6.1-18] e [6.1-23].

Per un diodo di sezione S l'espressione della corrente è sempre la [6.1-21] e per la corrente inversa di saturazione vale ancora la [6.1-20]. Quindi l'equazione di Shockley è sempre valida purché si stia attenti ad inserire il valore corretto della corrente inversa di saturazione.



§6.1.4 La polarizzazione inversa.

Se l'anodo viene reso negativo rispetto al catodo si parla di polarizzazione inversa. Il comportamento del diodo in tali condizioni è illustrato dalla Fig 6.1-8. Le curve a tratto continuo sono relative all'applicazione alla tensione inversa, confrontate con quelle tratteggiate che sono relative all'assenza di polarizzazione. Riprendiamo lo studio dei diodi a base lunga. Ouesta volta, l'applicazione di una tensione inversa aumenta la barriera di potenziale (Fig.6.1-8b). Ciò determina un allargamento della zona di svuotamento evidente in Fig.6.1-8c, prodotto da un difetto di cariche minoritarie nei pressi della zona di svuotamento, visibile in Fig.6.1-8d. L'applicazione della polarizzazione inversa è tale da favorire il passaggio delle cariche minoritarie attraverso la giunzione. Sono queste cariche responsabili della corrente inversa. È già sufficiente

una debolissima polarizzazione inversa (più di 100 mV) per impedire il passaggio delle cariche maggioritarie e favorire quello delle minoritarie.

Se si fa lo stesso ragionamento del §6.1.3.1 si trova il difetto di cariche minoritarie ai limiti della zona di svuotamento. L'espressione è del tutta eguale. Il che significa che se si determina la corrente delle lacune dovuta al gradiente di concentrazione si trova ancora la stessa precisa espressione trovata in quel paragrafo. Tutto ciò sta a significare che, anche se $V_{AK} < 0$, valgono sempre le [6.1-19] e [6.1-21]. Se andiamo nel dettaglio ci accorgiamo che nella [6.1-21] il termine esponenziale è trascurabile rispetto all'unità già per VAK < $-4V_T \approx -100$ mV. In tali condizioni è IA $\approx -I_s$ costante. Per tale motivo la Is prende il nome di corrente inversa di saturazione.

Nella Fig.6.1-9 è mostrata la caratteristica completa di un diodo che soddisfa l'equazione di Shockley. Per comodità le due scale delle correnti riferite alla polarizzazione diretta ed inversa sono

differenti, ciò perché altrimenti la curva della corrente inversa si confonderebbe con l'asse delle tensioni. Le curve I-V prendono il nome *caratteristiche statiche*

Il comportamento in polarizzazione inversa dei differenti tipi di diodi, oltre che dipendere da drogaggio e da temperatura, come l'equazione di Shockley fa intendere, dipende anche da altri fattori di cui discuteremo. Nella Fig.6.1-10 sono mostrate le caratteristiche in scala logaritmica in condizioni di polarizzazione inverse di diodi al Ge, Si e GaAs calcolati in base all'equazione di Shockley. I valori di drogaggio e di area e tempo di vita dei portatori minoritari sono quelli usati per determinare la TAV.6.1-I. A causa della forte differenza nel gap fra i vari semiconduttori si hanno molte minoritarie nel Ge, meno nel Si ed ancora meno nel GaAs. E quindi le caratteristiche inverse che soddisfano l'equazione di Shockley sono, a parità di temperatura più alte nel Ge e più basse nel GaAs con valori intermedi nel Si.



Le caratteristiche possono essere suddivise in due intervalli. Finché la tensione inversa sta dentro $3 \div 4V_T$ la corrente inversa varia da zero fino a I_s. Per $|V_{AKr}| > 4$ V_T il termine esponenziale è trascurabile e la corrente non dipende più dalla tensione applicata ma soltanto dalla temperatura.



§6.1.4.1 Perdite di superficie

In effetti il comportamento reale della corrente inversa è alquanto diverso da quanto predetto dall'equazione di Shockley. Le correnti inverse misurate dei diodi reali con le caratteristiche di drogaggio eguali a quelle con le quali sono state ricavate quelle ideali della Fig.6.1-10 sono mostrate nella Fig.6.1-11. Per prima cosa la zona piatta, dovuta alla corrente inversa per $|V_{AKr}| > 4V_T$, si ha soltanto per alte temperature. Inoltre anche il comportamento con la temperatura è alquanto differente dal quello che si potrebbe prevedere in base alla equazione di Shockley. Ma di questo effetto parleremo in modo dettagliato più avanti nel §6.1.7. Per ora limitiamoci ad osservare le caratteristiche inverse ad alte temperature. Queste, per quanto riguarda le tensioni applicate, possono dividersi in tre zone. Le prime due, per tensioni relativamente basse sono le stesse del caso precedente. Invece la parte relative alle alte tensioni è alquanto differente. La corrente inversa cresce rapidamente con la tensione. In realtà questa rapida variazione di corrente per tensioni inverse elevate è comune a tutte le temperature. Interviene un ulteriore effetto che tratteremo successivamente nel §6.1.9.



Possiamo spiegare subito l'inclinazione delle caratteristiche inverse più accentuata nella zona delle basse temperature. Cominciamo a discutere la zona in cui la tensione applicata è dentro poche decine di mV. Il termine esponenziale non è trascurabile e la corrente inversa tende a Is. Quando la tensione inversa è sufficientemente alta rispetto a VT, essendo negativa, il termine esponenziale risulta costante e la corrente diventa I_s. Tuttavia, malgrado la bontà dei procedimenti tecnologici usati, esistono altri motivi perché corrente riesce a saltare la giunzione. Per esempio, come abbiamo già visto, la superficie esterna di un semiconduttore è più conduttrice del substrato a causa dei legami insaturi degli atomi superficiali. Lungo la parete del diodo passa una debole corrente, trascurabile in polarizzazione diretta ma non in inversa. E come se, in parallelo al diodo, ci fosse una grossa resistenza nella quale il passaggio di corrente dipende solo dal suo valore assoluto della tensione applicata. Le dimensioni laterali del diodo assumono importanza. A parità di tutto la corrente inversa di Shockley aumenta con l'area mentre questa di superficie con il perimetro e cioè con la radice dell'area. Diodi di dimensioni simili hanno corrente di perdita superficiali analoghe. Nella TAV.6.1-I, terza colonna, sono mostrati i valori misurati. Poiché le corrente inverse di saturazione, a parità di condizioni sono molto piccole nel GaAs, piccole nel Si e grandi nel Ge, questa corrente agisce relativamente in modo più pesante nel GaAs, un po' meno nel Si e praticamente pochissimo nel Ge. L'effetto è evidente nella Fig.6.1-11. Esso è sempre più evidente abbassando la temperatura in quanto questa produce una diminuzione esponenziale delle cariche minoritarie e quindi della corrente inversa di saturazione calcolata secondo Shockley mentre agisce poco sulla corrente superficiale. La zona centrale delle caratteristiche inverse, in condizioni di temperatura identiche, per esempio a temperatura ambiente, è quasi orizzontale nel Ge, molto inclinata nel Si e ancora di più nell'GaAs. Ad alta temperature, invece le cariche minoritarie aumentano esageratamente e la corrente superficiale diventa trascurabile e le caratteristiche ridiventano piatte nella zona centrale.

A questo punto è chiaro che una espressione più ragionevole che tenga conto anche dell'effetto delle perdite non soltanto attraverso la giunzione possa essere scritta come:

$$I_{Ar} = I_s(e^{V_{AK}/V_T} - 1) + GV_{AK}$$
[6.1-24]

dove G è la conduttanza molto piccola dovuta a questo effetto.

§6.1.4.2 Effetti di generazione nella regione di svuotamento nella polarizzazione inversa

Ma ancora un altro effetto, che è stato trascurato nella trattazione di Shockley, deve essere preso in considerazione. Il fatto è che, nella regione di svuotamento, il prodotto delle concentrazioni np << n_i^2 . Allora la medesima regione è sede di un fenomeno di generazione che tende a riportare le condizioni d'equilibrio. Le lacune e gli elettroni prodotti escono dalla zona di svuotamento sotto l'effetto di campo incrementando le corrispondenti correnti che risultano, dunque maggiori di quanto ci si aspetti.

201

Per descrivere meglio il comportamento riprendiamo quanto detto nel §4.5. Il rate di ricombinazione è dato dalla [4.5-26]. Nelle condizioni di svuotamento è np << ni² e il rate di ricombinazione si può scrivere come $\mathcal{U} \approx -\frac{k_p k_n ni^2}{k_p (p + p_T) + k_n (n + n_T)}$. Se si fa uso delle [4.5-20] e [4.5-23] per nT e pT e si utilizzano le espressioni per ni e pi [4.3-10] e [4.3-11], la precedente diventa

$$\mathcal{U} \approx -\frac{k_{p}k_{n}n_{i}^{2}}{k_{p}n_{i}e^{E_{T}-E_{Fi}/kT} + k_{n}n_{i}e^{E_{Fi}-E_{T}/kT}} = -\frac{k_{p}k_{n}n_{i}}{k_{p}e^{E_{T}-E_{Fi}/kT} + k_{n}e^{E_{Fi}-E_{T}/kT}} = -\frac{n_{i}}{2\tau_{0}}, \qquad [6.1-25]$$

$$\tau_{0} = \frac{k_{p}e^{E_{T}-E_{Fi}/kT} + k_{n}e^{E_{Fi}-E_{T}/kT}}{2k_{n}k_{n}}.$$

con

La costante τ_0 è detta *tempo di vita efficace* nella zona di svuotamento. Al fine di ottenere le migliori prestazioni, i livelli energetici delle trappole stanno circa a metà del gap. Allora, i due termini esponenziali sono praticamente unitari e la precedente si riduce a

$$\tau_0 \approx \frac{k_p + k_n}{2k_p k_n}.$$
[6.1-26]

Per quanto detto nel paragrafo 4.5.1.3 a proposito delle due costanti k_p e k_n questa si può approssimare come

$$\tau_0 \approx \frac{\tau_{p0} + \tau_{n0}}{2}.$$

Il segno negativo nella [6.1-25] sta ad indicare che non si tratta di ricombinazione ma di generazione. Se la zona di svuotamento e spessa W e larga S, quanto la sezione del diodo, la corrente complessiva derivante dalla generazione nel volume è $I_{gen} = qn_iWS/2\tau_0$. Allora la densità corrispondente è

$$J_{gen} = q_{ni}W/2\tau_0$$
 [6.1-27]

Pertanto la corrente di saturazione J_s' *nella polarizzazione inversa* si può trovare come somma dei due effetti e cioè quella derivante dalla diffusione nelle due zone neutre e da quella di generazione nella zona di svuotamento. La prima componente è data dalla [6.1-18] o dalla [6.1-23] a seconda della lunghezze di anodo e catodo mentre quella di generazione e la [6.1-27]. Ovviamente bisogna comunque tenere conto dell'effetto di dispersione superficiale. Sommando

$$Js' = qn_i^2 \left[\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right] + \left(qn_i \frac{W}{2\tau_0} + \frac{G'V_{Ak}}{S} \right)$$
Corrente superficiale

Mentre il primo termine è costante il secondo aumenta con lo spessore della zona di svuotamento e cioè con la polarizzazione inversa applicata. Vedremo più avanti nel §6.1.9.3 che la W aumenta come $V_{AKr}^{1/2}$ o $V_{AKr}^{1/3}$ a seconda che la giunzione sia biusca o graduale. Allora la tensione applicata agisce facendo variare la G che non è per niente costante. G aumenta con la polarizzazione inversa. E la pendenza delle caratteristiche inverse aumenta. **generazione nella zona di svuotamento**

Nel germanio a temperature ambiente ni è grande ed il termine di diffusione è più importante di quello di generazione e le caratteristica inversa è abbastanza orizzontale. Invece, nel silicio e ancor più nel arseniuro di gallio a temperatura ambiente ni è piccola e l'effetto della componente di generazione si fa sentire e le curve sono più pendenti con la tensione inversa. Tutto questo è abbastanza evidente nella Fig.6.1-11. Mentre il germanio ha una caratteristica pendente fino a –50 °C, per il silicio e l'arseniuro di gallio la pendenza si manifesta fino a 75 o 150 °C nei due casi. Ad alte temperature ni predomina e tutte le caratteristiche tendono ad essere piuttosto costanti ed indipendenti da VAK, almeno finché questa non diventa eccessiva e si manifestano nuovi fenomeni che saranno spiegati più avanti.

Per concludere *la corrente inversa può essere divisa in due parti*, quella che *scavalca* la giunzione dalla superficie e quella che l'*attraversa* nel substrato. Quest'ultima ha due componenti la parte che riguarda la *diffusione nella zona neutra* e quella di *generazione nella zona svuotata*.

§6.1.5 <u>Effetti del secondo ordine in polarizzazione diretta.</u>

L'effetto della conduttanza G del paragrafo precedente è importante per caratteristiche inverse, perché esso si confronta con correnti debolissime, soprattutto per Si e GaAs, ma esso non ha lo stesso ruolo per polarizzazione diretta. Infatti, in questo caso, per tensione applicata sufficientemente alta rispetta a V_T, entra in gioco il termine esponenziale che moltiplica I_s e il termine GV_{AK} diventa inefficace. Inoltre la corrente di generazione di cui si è discusso nel precedente paragrafo non c'è più. Allora è indifferente applicare la [6.1-24] o l'equazione di Shockley. Riprende molta importanza la corrente Is. Poiché, a parità di drogaggio, temperatura e area del diodo la corrente inversa di saturazione cresce, andando dall'GaAs al Si al Ge, la tensione da applicare per avere la stessa corrente nei tre diodi diminuisce nei tre casi. Grosso modo si tratta di tre curve simili ma traslate rispetto l'asse delle tensioni di 300÷400mV. Consideriamo due diodi D₁ e D₂ con correnti inverse di saturazione (soltanto la parte che attraversa la giunzione) Is₁ e Is₂. Applichiamo tensioni di polarizzazioni grandi rispetto a V_T. Si può trascurare l'unità nell'equazione di Shockley. Allora, per avere la stessa corrente I_A nei due diodi deve essere

$$V_{AK2} - V_{AK1} = V_T \ln I_{s1}/I_{s2}$$
.

Per esempio confrontando due diodi analoghi al Ge e al Si:

$$V_{AKSi} - V_{AKGe} = V_T \ln I_{sGe} / I_{sSi} = 25.9 \ln 1.5 \, 10^{-9} / 2.5 \, 10^{-18} \approx 523 \, mV$$

mentre per due diodi analoghi al Si ed al GaAs:

$$V_{AKGaAs} - V_{AKSi} = V_T \ln I_{sSi} / I_{sGaAs} = 25.9 \ln 2.5 10^{-18} / 810^{-122} \approx 210 \text{mV}.$$

Quindi la distanza fra le curve Ge-Si è di circa 500 mentre lo è di 200 mV per le Si-GaAs.

Tuttavia la descrizione della corrente diretta con l'equazione di Shockley è troppo semplificata. Bisogna tenere conto di altri effetti che vengono discussi in questo paragrafo.

§6.1.5.1 Corrente di ricombinazione nella zona di svuotamento nella polarizzazione diretta

Ai limiti della regione di svuotamento le cariche minoritarie sono in eccesso. Calcoliamo

usando la [6.1-14]: $p(W_n)n(W_n) = \frac{n_i^2}{N_D}e^{V_{AK}/V_T}N_D = n_i^2e^{V_{AK}/V_T}$. Nello stesso modo si può calcolare che

 $n(-W_p)p(W_p) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{V_{AK}/V_T} N_A = n_i^2 e^{V_{AK}/V_T}$: l'eccesso di carica ad entrambi gli estremi ed anche den-

tro la regione di svuotamento è costante. Mentre nella zona dell'anodo l'eccesso è di elettroni, in quella del catodo è di lacune. A metà giunzione i due eccessi sono eguali. In ogni caso in tutta la regione di svuotamento^[GU] np = $n_i^2 e^{V_{AK}/V_T} >> n_i^2$. Quindi

$$n = p = n_i e^{V_{AK}/2V_T}$$

Dal momento che in questa regione c'è eccesso di cariche si ha effetto di ricombinazione con rate dato dalla [4.5-26]. Nelle condizioni dette è np >> n_i^2 ed esso si scrive

$$\mathcal{U} = \frac{k_p k_n (np - ni^2)}{k_p (p + p_T) + k_n (n + n_T)} = \frac{k_p k_n ni^2 (e^{V_{AK}/V_T} - 1)}{k_p ni (e^{V_{AK}/2V_T} + e^{E_T - E_F / kT}) + k_n ni (e^{V_{AK}/2V_T} + e^{E_F - E_T / kT})}.$$
 Si è fatto uso delle

[4.5-20] e [4.5-23] per nT e pT e delle [4.3-10] e [4.3-11] per ni e pi. Se, come già detto, il livello delle trappole è prossimo a quelli di Fermi dell'intrinseco, allora i due termini esponenziali sono praticamente unitari e la precedenti diventa: $U = \frac{k_p k_n}{k_p + k_n} n_i \frac{e^{V_{AK}/V_T} - 1}{e^{V_{AK}/2V_T} + 1} = \frac{n_i}{2\tau_0} \cdot \frac{e^{V_{AK}/V_T} - 1}{e^{V_{AK}/2V_T} + 1}$. La costante

 τ_0 data dalla [6.1-26] è stata già definita *tempo di vita efficace* nella zona di svuotamento. In polarizzazione diretta V_{AK} > 4 V_T e gli esponenziali diventano grandissimi per cui si può trascurare l'unità sia a numeratore che a denominatore e quindi

$$\mathcal{U} \approx \frac{n_{i}}{2\tau_{0}} e^{V_{AK}/2V_{T}}$$

Il diodo è di sezione S e la zona di svuotamento è spessa W. La corrente complessiva derivante dalla ricombinazione nel volume è $I_{ric} = q_{ni}WS/2\tau_0 e^{V_{AK}/2V_T}$. Allora la densità corrispondente è $J_{ric} = q_{ni}W/2\tau_0 e^{V_{AK}/2V_T}$

La densità di corrente diretta Jf' si può trovare come somma dei due effetti e cioè quella derivante dalla diffusione nelle due zone neutre e da quella di ricombinazione nella zona di svuotamento. La prima componente è data dalla [6.1-18] o dalla [6.1-23] a seconda della lunghezze di anodo e catodo mentre quella di ricombinazione è l'espressione precedente. Dunque

$$J_{Af}' = qn_i^2 \left[\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right] e^{V_{AK}/V_T} + qn_i \frac{W}{2\tau_0} e^{V_{AK}/2V_T}.$$
 [6.1-28]

Consideriamo dispositivi con eguali drogaggi a parità di temperatura. I due termini della precedenti espressione possono essere scomposti in tre parti: uno in cui compare ni, dipende dal materiale, il secondo soltanto dai materiali e dalle trappole ed il terzo dalla tensione applicata. A parte il fatto che, come già detto, le caratteristiche dovrebbero essere grosso modo traslate l'una rispetto l'altra, nella direzione delle tensioni, ci aspettiamo curve con pendenze differenti. Tracciando le curve in scala semilogaritmica non avremo più rette parallele. Il germanio ha praticamente rette con pendenze VAK/VT. Mentre Si e GaAs hanno due pendenze differenti una più bassa VAK/2VT a basse tensioni e VAK/VT a tensioni più elevate.

In ogni caso, a seconda che prevalga la corrente di diffusione o quella di ricombinazione, la corrente diretta si può esprimere dalla seguente relazione

$$I_{Af} = I_s e^{V_{AK}/\eta V_T}.$$
[6.1-29]

Il coefficiente η , detto *coefficiente d'emissione*, assume il valore fra 1 e 2 a seconda che la corrente sia più dovuta alla diffusione oppure alla ricombinazione. Quando entrambi i fenomeni sono confrontabili, η sta nell'intervallo 1÷2.

Poiché l'effetto della temperatura è di aumentare ni, le curve di Si e GaAs tendono, ad alte temperature, a raddrizzarsi come quelle del Ge.

§6.1.5.2 Effetti di alta iniezione

Gummel^[GU] ha mostrato che la concentrazione dei portatori ai lati della giunzione polarizzata deve soddisfare la condizione di *quasi-equilibrio*:

$$p(W_n)n(W_n) = n(-W_p)n(-W_p) = n_i^2 e^{V_{AK}/V_T}$$

Questa relazione è stata dimostrata, per esempio, nel §6.1.3.1 ed è la [6.1-14]. Inoltre, essa è valida anche all'interno della zona di svuotamento^[GU]. Il prodotto delle due concentrazioni si mantiene co-stante spostandosi lungo la zona però varia il loro rapporto. Nell'anodo è più grande p_n , nel catodo n_p .

Se, a causa di una grande tensione applicata la corrente cresce molto, può avvenire che almeno in una delle zone del semiconduttore la concentrazione dei portatori minoritari iniettati superi quella delle maggioritarie. Si dice, allora che si è in condizioni di *alta iniezione*. Per esempio ciò avvenga nella zona p. Per mantenere la neutralità della zona deve essere $p_p = n_p + N_A \approx n_p$. Se, appunto n_p supera N_A, l'effetto dell'alta iniezione non è soltanto di aumentare la concentrazione delle minoritarie ma anche quella delle maggioritarie. Ma, se n = p dalla precedente si ricava

$$\mathbf{p}(\mathbf{W}_n) = \mathbf{n}(\mathbf{W}_n) = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{e}^{\mathbf{V}_{AK}/2\mathbf{V}_T}$$

Da quanto detto nel paragrafo precedente è evidente che in questa condizioni di alta corrente il suo andamento non sarà esponenziale con VAK/VT ma con VAK/2VT. Anche se il significato di η è differente l'espressione generale [6.1-29] può ancora essere adoperata. *Esso varia gradualmente da 2 nella zona dove prevale la ricombinazione a 1 nella zona dove è più importante la diffusione a ancora 2 nella zona delle alte iniezioni.*

§6.1.5.3 Resistenza di estensione

C'è un ultimo effetto che si ha a correnti ancora più grandi. La caratteristica anodica, per VAK sufficientemente grande, si discosta dall'esponenziale. La corrente risulta più piccola di quanto previsto. Ciò è dovuto al fatto che le due zone neutre di anodo e di catodo offrono una resistenza complessiva RDD che determina una caduta di potenziale interna alle zone neutre pari a RDDIA. Allora alla giunzione non viene più applicata la VAK ma una tensione VAK – RDDIA. In tal senso la espressione [6.1-22] è più correttamente espressa alle alte correnti da

$$I_{A} = I_{s} e^{\frac{V_{AK} - RDDIA}{V_{T}}/V_{T}}.$$
 [6.1-30]



L'abbassamento della caratteristica dovuto alla RDD è evi-

dente soltanto nella parte più alta. Infatti solo se la corrente è alta essa produce una sensibile caduta che determina l'effetto visibile. Nella zona delle alte correnti notevole è la differenza di inclinazione. Lo scostamento della curva rispetto all'equazione di Shockley evidenziato in figura è proprio la caduta di cui sopra. L'effetto può essere ridotto drogando più pesantemente le zone neutre per diminuire la loro resistività.

§6.1.5.4 Le caratteristiche reali dei diodi

A questo punto le caratteristiche reali dei diodi simili possono essere effettivamente mostrate. La Fig.6.11-13a le mostra in scala lineare. Mentre è evidente l'effetto della resistenza d'estensione gli altri effetti non lo sono altrettanto. Se, però, si passa ad una rappresentazione semilogaritmica, come è fatto nella Fig.6.1-13b, saltano immediatamente all'occhio. Si vede, inoltre, che le caratteristiche non sono proprio tanto parallele. Ma soprattutto è rimarchevole la presenza delle varie zone e delle diverse pendenze. La zona (a) è quella in cui l'effetto del termine unitario nell'equazione di Shockley si fa sentire. Con (b) è marcato il tratto di caratteristica in cui prevale l'effetto di ricombinazione nella zona di svuotamento e la corrente prevalentemente sale come e- $V_{AK/2V_T}$. La zona della corrente di diffusione in cui la dipendenza dalla corrente è come e^{V_{AK}/V_T} è marcata con (c). L'effetto delle alte iniziezioni è in (d). Qui la corrente varia ancora una volta come e- $V_{AK}/2V_{T}$. Per finire l'effetto della resistenza d'estensione è in nel tratto (e).

quindi vedere la validità delle approssimazioni di Shockley nella Fig.6.1-14 sono mostrate con la IA (ma) IA (ma) 10^{2} 100 $N_A = 10^{15}/cm^3$ IARDD IARDE Ge $90 \text{ ND} = 10^{16} \text{/cm}^3$ IARDD $t = 1\mu s$ 10 T = 27 °C (\mathbf{d}) 80 = .7µA $A = 0.1 mm^{2}$ GaAs Si (c 70 Is = 9.5fA $I_{s} = 3 \ 10^{-4} fA$ 10 GaA 60 $t \neq 2.5 \mu s$ t = 0.1n $I_{s} = 3 \ 10^{-4} fA$ Si (c) 50 t = 0.1ns ls = 9.5fA $T = 27 \circ C$ 10 Ge $t = 2.5 \mu s$ 40 A = 0.1 mm $I_s = .7 \mu A$ (a) 30 t = 1µs $ND = 10^{16}/cm^3$ 10 20 $N_{A} = 10^{15}/cm^{3}$

10

Fig.6.1-13

0

V (Volt)

1.2

1

(b)

0.6

0.8

V (Volt)

1

(b)

0.4

0.2

Al fine di far ben comprendere la differenza che esiste fra un diodo reale ed uno ideale e

10

0` 0

0.2

0.4

v0.6

Vo 0.8

linea a tratto continuo le caratteristiche a temperatura ambiente di un diodo al silicio reale, confrontate con quelle che si troverebbero se si adoperasse l'approssimazione di Shockley. Sono rappresentate sia le caratteristiche dirette che quelle inverse, per comodità ribaltate. È abbastanza evidente che la relazione di Shocklev conserva una discreta validità nella zona delle correnti medie. E la due caratteristiche si confondono. Ma, sia per correnti alte che per basse l'approssimazione è ardua. Infatti, in tale caso bisogna usare modelli più accurati che la semplice relazione di Shockley. Per quanto riguarda la corrente inversa non solo la caratteristica è più alta ma anche con una pendenza maggiore data sia da G sia dalla corrente di generazione. Nelle caratteristiche reali è anche rappresentata una zona



marcata con (g) della quale parleremo prossimamente.

§6.1.6 La tensione di soglia e quella di saturazione.

In elettronica il termine *molto grande* viene generalmente riferito ad un fattore almeno 100. Una corrente 100 volte più piccola, nello stesso elemento, viene spesso considerata *trascurabile*.

Consideriamo un diodo per la quale la corrente diretta può essere approssimativamente espressa dalla [6.1-29]. Determiniamo quale relazione esiste fra le due tensioni da applicare affinché le due correnti corrispondenti stiano nel rapporto 100. Sono IF = $e^{V_{AK2}/\eta V_T}$ e IF/100 = $e^{V_{AK1}/\eta V_T}$. Facendo il rapporto si trova agevolmente che deve essere VAK2 – VAK1 = η VTln 100 \approx 4.6 η VT. A temperatura ambiente VT e circa 26 mV e quindi a seconda del coefficiente di emissione sia 1 o 2 sarà 120 mV < VAK2 – VAK1 < 240mV. Si sta supponendo di utilizzare un qualunque tratto della caratteristica diretta e pertanto il coefficiente d'emissione può essere sia 1 che 2 ma anche un valore intermedio se il tratto di caratteristica è a cavallo di due zone con η differente.

Questa regola generale vale anche se si considera la massima corrente I_{Max} che il diodo può sopportare in polarizzazione diretta. In tale caso si dice che il diodo è in *saturazione* e la corrispondente tensione applicata è quella di saturazione V_{σ}. Sempre adoperando la [6.1-29] si ha che V_{σ} = η V_Tln I_{Max}/I_s. La tensione V γ che fa passare una corrente 100 volte più piccola di quella di saturazione prende il nome di *tensione di soglia*. Per quanto detto prima, trascurando eventuali effetti dovuti alla resistenza d'estensione, è

$$120 \text{ mV} < V_{\sigma} - V_{\gamma} < 240 \text{ mV}$$
 [6.1-31]

Il fenomeno è abbastanza evidente quando le caratteristiche si rappresentano in scala lineare. Infatti in Fig.6.1-13a si vede bene. Correnti inferiori a 1ma sono inapprezzabili sulla scala di 100mA. Sono anche mostrati i due valori di soglia e saturazione per il transistor a silicio. Approssimativamente la tensione di soglia per Ge è 200mV, per il Si è 600mV e per il GaAs è 900mV.

TAV.6.1-II							
	If (A)	Ge	Si	GaAs			
	10µ÷1m	100	120	140			
$V\sigma-V\gamma$	100µ÷10m	110	140	180			
(mV)	1m÷100m	160	200	300			
	$V_{\sigma} - V_{\gamma}$ (mV)	$\begin{array}{c c} TAV.6 \\ \hline IF (A) \\ \hline I0\mu\div1m \\ V\sigma-V\gamma & 100\mu\div10m \\ (mV) & 1m\div100m \end{array}$	$\begin{array}{c c} TAV.6.1-II \\ \hline IF(A) & Ge \\ 10\mu\div1m & 100 \\ V\sigma-V\gamma & 100\mu\div10m & 110 \\ (mV) & 1m\div100m & 160 \end{array}$	$\begin{array}{c c c c c c c c c } \hline TAV.6.1-II \\ \hline IF(A) & Ge & Si \\ \hline 10\mu\div1m & 100 & 120 \\ \hline V\sigma-V\gamma & 100\mu\div10m & 110 & 140 \\ \hline (mV) & 1m\div100m & 160 & 200 \\ \hline \end{array}$			

Nell'esempio della Fig.6.1-13b si ricavano la differenza fra saturazione e soglia se cambia l'intervallo di correnti da utilizzare. La TAV.6.1-II mostra i risultati. La differenza sale con la corrente perché entra in gioco sia il coefficiente d'emissione che la resistenza d'estensione.

§6.1.7 <u>Effetti termici</u>

Il comportamento dei materiali dipende dalla temperatura. I semiconduttori in particolare, come visto nel Cap.5. In questo paragrafo tratteremo in dettaglio questa questione.

§6.1.7.1 Il coefficiente di temperatura della Is.

Il coefficiente di temperatura della I_s viene definito come $\frac{dI_s}{I_s dT} = \frac{d \ln I_s}{dT}$. Consideriamo la zona di correnti in cui il principale apporto è dovuta alla diffusione. In tal caso la corrente inversa di saturazione è proporzionale alla seconda potenza della concentrazione intrinseca. Inoltre dipende anche dalla lunghezza di anodo e catodo o dalle lunghezze di diffusione delle cariche minoritarie oltre che dalle costanti di diffusioni. Tuttavia, ciò che varia più fortemente con la temperatura è proprio la concentrazione intrinseca. Utilizzando il valore che è stato trovato nel §3.3.2.3 e sostituendolo nella precedente si ricava:

$$\frac{dI_s}{I_s dT} = \frac{d\ln I_s}{dT} \approx \frac{d\ln n_i^2}{dT} = \frac{d\ln T^3 e^{-(E_G)/kT}}{dT} = \frac{3}{T} + \frac{V_G}{TV_T} = \left(3 + \frac{V_G}{V_T}\right) / T.$$
 [6.1-32]

A 300 °K si trova dalla precedente un coefficiente di temperatura di Is di circa +20%/ °C per il GaAs, +16% °C per il silicio e di +10% °C per il germanio. Per le ragioni dette prima alla I_s del Si e del GaAs contribuiscono anche componenti più insensibili alla temperatura che tuttavia sono presenti, anche se con minore contributo, nel germanio dovute sia alla corrente di generazione che alla dispersione superficiale. Pertanto, in effetti, i coefficienti di temperatura sono leggermente più bassi. Quindi la validità della [6.1-32] non è assoluta. Le Fig.6.1-11 confermano grosso modo quanto detto. Se il coefficiente di temperatura della corrente di saturazione si calcola a temperatura superiore si trovano valori ancora più piccoli. In tutti i tipi di semiconduttori il coefficiente di temperatura può essere approssimato a circa +7%/ °C. Poiché $1.07^{10} \approx 2$ si dice che la *Is raddoppia, all'in*circa, per ogni 10 gradi di variazione di temperatura.

§6.1.7.2 Effetto termico sulla VAK.

Per VAK > 4VT per la corrente del diodo possiamo usare la [6.1-29] $I_{Af} = I_s e^{V_{AK}/\eta VT}$, da cui $V_{AK} = \eta V_T \ln(I_{Af}/I_s)$. Calcoliamo di guanto deve essere variata la VAK se cambia la temperatura perché la corrente rimanga immutata:

$$\frac{d\mathbf{V}_{AK}}{dT}\Big|_{I_{Af}} = \frac{d[\eta \mathbf{V}_{T} \ln(\mathbf{I}_{Af} / \mathbf{I}_{s})]}{dT}\Big|_{I_{Af}} = \eta \frac{d}{dT} [\mathbf{V}_{T} (\ln \mathbf{I}_{Af} - \ln \mathbf{I}_{s})]\Big|_{I_{Af}} = \eta \left(\frac{d\mathbf{V}_{T}}{dT} \ln \frac{\mathbf{I}_{Af}}{\mathbf{I}_{s}} - \mathbf{V}_{T} \frac{d\ln \mathbf{I}_{s}}{dT}\right)\Big|_{I_{Af}} = \eta \left(\frac{\mathbf{V}_{AK}}{\mathbf{V}_{T}} \frac{\mathbf{V}_{T}}{\mathbf{T}} - \mathbf{V}_{T} \frac{d\mathbf{I}_{s}}{\mathbf{I}_{s}dT}\right)\Big|_{I_{Af}} = \eta \left(\frac{\mathbf{V}_{AK}}{\mathbf{T}} - \mathbf{V}_{T} \frac{d\mathbf{I}_{s}}{\mathbf{I}_{s}dT}\right)\Big|_{I_{Af}}.$$
zando la [6.1-32]
$$\frac{d\mathbf{V}_{AK}}{dT}\Big|_{I_{Af}} = \eta \frac{\mathbf{V}_{AK} - 3\mathbf{V}_{T} - \mathbf{V}_{G0}}{\mathbf{T}}.$$
[6.1-33]

Utiliz

Calcoliamo tale coefficiente	per le caratteristiche	riportate in Fig.	6.1-13b a diversi	valori di
		0.		

TAV.6.1-III	Ge			Si			GaAs		
IA (A)	10 m	1 m	10 µ	10 m	1 m	10 µ	10 m	1 m	10 µ
Vak (mV)	288	237	136	810	725	610	1135	1045	885
η	1	1	1	2	1.5	1	2	1.5	1
VG0 (mV)	670			1110			1340		
$\frac{dV_{AK}}{dT} (mV/^{\circ}C)$	-1.53	-1.70	-2.04	-2.6	-2.23	-1.92	-1.99	-2.01	-1.74
$<\!\frac{dV_{AK}}{dT}>\!(mV/^{\circ}C)$		-1.8			-2.2			-1.9	

corrente sia nella zona di alte correnti che in quello delle medie e basse in modo da vedere l'effetto del coefficiente d'emissione. Il calcolo, eseguito per tutti e tre i tipi di semiconduttore da i risultati riportati nella TAV.6.1-III. I valori calcolati possono essere riassunti in un unico valore approssimato, facile da ricordare e cioè che per tutti i semiconduttori per mantenere costante la corrente diretta bisogna diminuire di circa 2 mV per ogni grado di aumento della temperatura.

§6.1.8 <u>Resistenza differenziale o dinamica.</u>

Se ad un diodo applichiamo una tensione VAK passa una corrente IA. Prende il nome di *resi*stenza differenziale

$$\mathbf{r}_{a} = \frac{\mathrm{d}\mathbf{V}_{\mathrm{AK}}}{\mathrm{d}\mathbf{I}_{\mathrm{A}}}\Big|_{\mathrm{Ia}}.$$
 [6.1-34]

Se la calcoliamo nella zona di corrente dirette per VAK sufficientemente grande si può utilizzare la [6.1-29]. Determiniamo il suo inverso ga che prende il nome di *conduttanza differenziale*:

 $r_a = \frac{\eta V_T}{I_A} \bigg|_{I_A}$

$$g_{a} = \frac{dI_{A}}{dV_{AK}}\Big|_{I_{A}} = \frac{dI_{s}e^{V_{AK}/\eta V_{T}}}{dV_{AK}}\Big|_{I_{A}} = \frac{I_{s}}{\eta V_{T}}e^{V_{AK}/\eta V_{T}}\Big|_{I_{A}} = \frac{I_{A}}{\eta V_{T}}\Big|_{I_{A}}, \qquad [6.1-35]$$

quindi

Si ha

La resistenza differenziale dipende solo dal punto di lavoro. La Fig.6.1-15 mostra il significato geometrico di ra. Il coefficiente angolare della retta (s) tangente alla caratteristica del diodo nel punto IA è la conduttanza differenziale. Più è inclinata la caratteristica minore è la resistenza differenziale.

La resistenza differenziale si definisce per tutte le tensioni applicate, sia dirette che inverse. Se riguardiamo la Fig.6.1-14 ci rendiamo conto come essa vari, non soltanto fra regione e regione ma anche nell'ambito della stessa regione. Per polarizzazione inversa essa è relativamente grande, a meno che non si usino tensioni molto elevate per le quali la caratteristica si inerpica molto rapidamente. Per distinguere la resistenza differenziale della zona diretta da quella della zona inversa si usano, spesso i due simboli rf e rr, rispettivamente.

§6.1.9 Il fenomeno della rottura.

Le caratteristiche inverse già proposte in Fig.6.1-11 mostrano una rapida variazione di pendenza per tensioni inverse piuttosto alte. In Fig.6.1-16 una unica caratteristica inversa è, mostrata a titolo esemplificativo. Si nota che la corrente inversa, applicando una tensione inversa BV, detta *tensione di rottura (Breakdown Voltage*), rapidamente cresce. Si dice che il diodo è andato in rottura. Se non si limita la corrente IA, in tali condizioni, la potenza sviluppata BV·IA può superare la massima dissipabile portando alla distruzione del diodo.





[6.1-36]

§6.1.9.1 Effetto valanga.

Supponiamo che le due regioni del diodo siano debolmente drogate. In polarizzazione inversa la zona di svuotamento penetra molto nelle regioni neutre. La tensione VAK si localizza attraverso la zona suddetta. Le cariche minoritarie, che non sono poche, dato che il drogaggio è leggero, sono spinte ad attraversare la zona proprio per presenza della VAK. Pertanto le cariche minoritarie attraversano tale zona accelerando sotto l'influsso della tensione. Data la larghezza della zona è probabile che qualcuna di queste cariche interagisca con qualcuno degli atomi del reticolo del semiconduttore cedendo ad esso energia sufficiente per la creazione di coppie elettrone-lacuna. In tal caso nella stessa zona vengono ad essere prodotte, non per effetto termico, cariche mobili che anche esse contribuiscono alla corrente inversa, aumentandola. Tale fenomeno si accentua con la tensione. Se la zona è sufficientemente larga o la tensione abbastanza alta è possibile addirittura che qualcuna delle cariche che transita produca anche più di una coppia e che ognuna di quelle prodotte possa generare coppie secondarie. Si ha, allora, il cosiddetto *effetto valan*ga. La tensione BV alla quale questo fenomeno comincia ad accadere prende il nome di *tensione di valanga*.

§6.1.9.2 Effetto Zener.

Completamente differente è il meccanismo che porta alla rottura nel caso che il drogaggio sia molto sostenuto. La zona svuotata è stretta ed è sede di un intenso campo elettrico legato sia alla tensione applicata che allo spessore limitato. Tale campo produce una polarizzazione della zona ed eventualmente un effetto di scarica. Se il drogaggio è sufficientemente elevato o la tensione inversa abbastanza alta si ha l'effetto di rottura per campo elettrico detto *effetto Zener*. La tensione BV alla quale questo fenomeno comincia ad accadere prende il nome di *tensione di Zener* o più genericamente di rottura. Il campo produce un salto diretto di elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione con creazione di coppia elettrone-lacuna.

§6.1.9.3 La tensione di rottura e la valanga

Cominciamo a calcolare la tensione di rottura per i diodi con giunzione brusca. Generalizziamo il ragionamento fatto nel §6.1.1 per ricavare la relazione fra il potenziale di barriera ed il campo elettrico massimo al suo interno al caso in cui si applica un potenziale inverso $V_{AK} = -V_{AKr}$. Con un procedimento simile a quello impiegato per ricavare la [6.1-6] si troverebbe che $V_{Bi} - V_{AKr}$ $= V_{Bi} + V_{AKr} = -E_M W/2 = |E_M|W/2$. La larghezza della giunzione si calcola dalla [6.1-7] estendendola alla tensione $V_{Bi} + V_{AKr}$. Per semplicità conviene considerare un drogaggio asimmetrico. Chiamiamo N_B quello relativa alla zona meno drogata. Lo spessore della zona svuotata, da questa estensione della [6.1-13] risulta

$$W = \sqrt{2\varepsilon/q \cdot (V_{Bi} + V_{AKr})/N_B}.$$
 [6.1-37]

Facciamo sistema fra queste due relazioni trovate ed eliminiamo fra di loro W. Si trova che V_{Bi} + $V_{AKr} = E_M^2 \epsilon/2qN_B$. Sia E_c il campo elettrico critico che è in grado di assicurare la rottura per effetto di valanga. Quando il campo elettrico massimo nella giunzione raggiunge questo campo critico la tensione applicata è quella di rottura BV. Facendo l'ipotesi che questa sia sufficientemente più alta della tensione intrinseca si ricava

$$BV = \frac{\varepsilon E_c^2}{2qN_B}.$$
 [6.1-38]

La tensione di rottura cresce diminuendo il drogaggio.

Facciamo lo stesso ragionamento per i diodi con giunzione graduale. Il campo massimo è stato calcolato dalla [6.1-11] come $|E_M| = \frac{q m}{2\epsilon} \left(\frac{W}{2}\right)^2$. Applicando una tensione di polarizzazione inversa V_{AKr} la [6.1-12] si può estendere come

$$V_{Bi} + V_{AKr} = \frac{qmW^3}{12\epsilon}.$$
 [6.1-39]

Eliminando fra queste due espressioni W e trascurando il potenziale intrinseco V_{Bi} rispetto alla tensione inversa applicata si ricava il legame fra V_{AKr} e E_M, cioè: $V_{AKr} = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{2\epsilon}{q m}}E_{M}^{3}$. La tensione applicata quando il campo elettrico massimo nella giunzione raggiunge il campo critico E_c è quella di rottura BV.

$$BV = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q m} Ec^3}.$$
 [6.1-40]

Il campo elettrico critico dipende dal gap del tipo di semiconduttore. Esso esprime il campo elettrico che riesce a produrre coppie elettrone-lacuna e quindi è legato all'energia necessaria per far fare un salto di gap all'elettrone in banda di valenza ed è, quindi, anche funzione della temperatura. Esso varia di non più di un fattore 4, per tutti i tipi di semiconduttore, al variare del drogaggio della zona meno drogata, crescendo con il drogaggio^[SZ2]. Tenendo conto di tutti questi fatti sono state ri-cavate delle espressioni approssimate valide per tutti i semiconduttori e cioè:

per le giunzioni brusche

BV
$$\approx 60 \left[\sqrt[4]{\frac{(E_G/1.1)^2}{10^{-16} N_B}} \right]^3;$$
 [6.1-41]

per le giunzioni lineari

BV
$$\approx 60 \left[\sqrt[5]{\frac{(E_G/1.1)^3}{(m/3)10^{-20}}} \right]^2$$
. [6.1-42]

EG è espresso in eV, NB in cm^{-3} e m in cm^{-4} .



Le espressioni precedenti sono approssimate ma hanno un buon accordo con i dati sperimentali. In Fig.6.1-17a è mostrato l'andamento della tensione di rottura nei vari tipi di semiconduttori con giunzione brusca mentre in Fig.6.1-17b è riportata la tensione di rottura per giunzioni con drogaggio variabile linearmente. Le curve tratteggiate si riferiscono alle espressioni [6.1-41] e [6.1-42]. Le curve a tratto continuo ai dati sperimentali. È evidente l'accordo con i dati sperimentali almeno per drogaggi minori di 10^{16} /cm³ e per pendenze di concentrazione inferiori a 10^{22} /cm⁴. Ad alti valori, invece, il fenomeno si ha per effetto di campo e quindi l'approssimazione è peggiore. Il fatto è che le espressioni precedenti sono state ricavate assumendo il comportamento a valanga. Quando il drogaggio o la pendenza sono alti lo spessore della zona di svuotamento, a parità di tensione inversa è più piccola e la strada percorsa dalle cariche è inferiore e perciò è più difficile che si abbiano urti. Pertanto serve un po' più di tensione per produrre la rottura. Se poi si sale molto in drogaggio allora

la rottura è unicamente legata al campo inverso e le espressioni di cui abbiamo detto non hanno più validità e le curve si incurvano verso l'alto come è evidente nelle due figure. Fino a circa 10^{16} /cm³ l'effetto prevalente è la valanga mentre a partire da 10^{17} /cm³ è lo Zener. Ma i due effetti coesistono comunque con maggiore accentuazione a seconda del drogaggio.

§6.1.9.4 Il coefficiente di moltiplicazione

Il fenomeno della rottura non è così improvviso come si è detto. La corrente nella regione inversa, nelle vicinanza della rottura, sale più di quanto ci si aspetti per effetto della moltiplicazione. Se con I indichiamo la corrente che si avrebbe se non ci fosse l'effetto della valanga, la corrente inversa IAr, nei pressi della rottura è M volte I con *M*, detto *coefficiente di moltiplicazione* dato da

$$M = \frac{1}{1 - (V_{AKr}/BV)^{c}}.$$
 [6.1-43]

c è è un esponente che varia da 1.5 a 10. Esso è più basso se prevale l'effetto valanga e più alto se lo Zener. Inoltre dipende anche dal tipo di materiale impiegato. Tanto più alto è M, tanto più brusco è il ginocchio. Da ciò segue che la pendenza della caratteristica nella zona di rottura è superiore per i diodi Zener che per quelli a valanga. Ciò comporta che la resistenza dinamica in questa regiore è, in generale più elevata per i diodi a valanga rispetto a quella dei diodi ad effetto Zener.

§6.1.9.5 Diodi Zener.

In effetti, qualunque sia la causa che ha determinato il rapido aumento della corrente, e cioè per valanga o per zener si parla comunque di tensione di rottura.

I diodi per i quali è prevalentemente curato l'aspetto della rottura, prendono il nome, in gergo, di *diodi Zener*. Se si vuole essere più precisi si può dire che se a drogaggi molto alti o molto bassi prevalgono gli effetti di campo o di valanga, rispettivamente. Per drogaggi intermedi i due effetti coesistono. Il parametro principale di uno Zener è la tensione di Zener, altri parametri sono la corrente di ginocchio, la massima corrente, la potenza massima dissipabile, il coefficiente di temperatura della tensione di Zener e la resistenza differenziale nella zona di rottura indicata con rz.

§6.1.9.6 <u>Coefficiente di temperatura degli Zener.</u>

Nei diodi poco drogati, cioè quelli a valanga, con la temperatura diminuisce il libero cammino medio e quindi si hanno interazioni in uno spazio più piccolo. Ma l'energia cinetica che una carica acquista fra due urti successivi ora non è più sufficiente a produrre coppie con la stessa probabilità di prima. Quando aumenta la temperatura perché il fenomeno della valanga avvenga, bisogna allargare la zona di svuotamento. Infatti, anche se il libero cammino medio è minore aumenta il numero medio di urti e quindi risale la probabilità di creare coppie. L'allargamento della zona di svuotamento è ottenuto aumentando la tensione inversa. Quindi con la temperatura cresce la tensione di rottura. Nei diodi in cui prevale l'effetto Zener, invece, con la temperatura incrementa l'energia del reticolo e gli atomi sono mediamente più eccitati. È sufficiente una tensione minore per dare luogo alla rottura. Quindi con la temperatura diminuisce la tensione di Zener. Se con ct =



 $\Delta BV/(BV\Delta T)$ indichiamo il coefficiente di temperatura della tensione di rottura si vede che esso è negativo nei diodi Zener e positivo in quelli a valanga. Si sa già che i due effetti coesistono per drogaggi intermedi, ed allora il ct varia gradualmente da valori negativi a positivi. In particolare gli Zener al silicio da 4.8 a 6 V possono avere coefficiente nullo.

Nella Fig.6.1-18 sono indicati i simboli usati per un diodo qualunque (b) ed uno espressamente progettato per sfruttare l'effetto di rottura (c).

§6.1.9.7 Zener compensati.

Determiniamo ora il coefficiente di temperatura della serie, mostrata in Fig.6.1-19a, di due diodi Zener D₁ e D₂ che hanno tensioni di rottura e coefficienti di temperatura rispettivamente BV₁ e BV₂ e ct₁ e ct₂. Se la corrente che li attraversa è sopra il ginocchio per entrambi si ha: $V_{Dt} = V_{D1} + V_{D2} = BV_1 + BV_2 = Bv_t.$

Dalla definizione di coefficiente di temperatura si può ricavare quello c_{tt} della serie dei due:

$$c_{tt} = \frac{dBV_t}{BV_t dT} = \frac{d(BV_1 + BV_2)}{BV_t dT} = \frac{dBV_1}{BV_t dT} \cdot \frac{BV_1}{BV_1} + \frac{dBV_2}{BV_t dT} \cdot \frac{BV_2}{BV_2} = c_{t1}\frac{BV_1}{BV_t} + c_{t2} \cdot \frac{BV_2}{BV_t},$$

$$c_{tt} = c_{t1}\frac{BV_1}{BV_t} + c_{t2} \cdot \frac{BV_2}{BV_t}.$$
[6.1-44]

cioè

Se i due diodi hanno coefficienti di temperatura dello stesso segno il coefficiente della serie mantiene il segno. Nel caso di coefficienti di segno opposto il coefficiente di temperatura potrà essere sia positivo che negativo o addirittura nullo. In questo caso dovrà evidentemente essere:

$$\frac{c_{t1}}{c_{t2}} = -\frac{BV_2}{BV_1}.$$
 [6.1-45]

Combinando opportunamente più Zener è possibile realizzare coefficienti di temperatura nulli quando si vuole una tensione di rottura elevata. Si possono combinare in serie anche uno Zener ed un diodo connessi come in Fig.6.1-19b e cioè lo Zener in polarizzazione inversa al disopra del ginocchi e il diodo in polarizzazione diretta. La VAK di un diodo polarizzato direttamente ha un coefficiente di circa -2 mV/°C. Se lo si mette in buona conduzione la tensione ai suoi capi è circa quella di saturazione data nel §6.1.6 e cioè 200 mV per Ge, 600 mV per il Si e 900 mV per il GaAs. A queste tensioni corrispondono coefficienti di temperatura approssimativamente di $c_{tGe} = -0.1\%/°C$, $c_{tSi} = -0.3\%/°C$ e $c_{tGaAs} = -0.45\%/°C$. Per piccole correzione di Zener con coefficiente positivo questa può essere una valida



soluzione. I costruttori producono Zener compensati in un contenitore unico direttamente.

§6.1.10 Effetto del drogaggio sulle caratteristiche

Aumentando il drogaggio diminuisce la concentrazione delle cariche minoritarie ed il tempo di vita media e la corrente inversa diminuiscono. La costante di diffusione non cambia con il drogaggio. Nella Fig.6.1-20 è mostrato l'effetto che sulle caratteristiche ha il drogaggio. Nel caso di nessun drogaggio, cioè di materiale intrinseco, il dispositivo si comporta da resistore. Man mano che aumenta il drogaggio si nota asimmetria fra polarizzazione diretta ed inversa e questa a-



simmetria cresce con il drogaggio. La tensione di soglia e di saturazione aumentano e le correnti inverse diminuiscono. Per quanto riguarda la tensione di rottura è già stato detto tutto nel paragrafo precedente. In figura le curve sono indicate con un numero progressivo che aumenta con l'aumentare del drogaggio.

§6.1.11 <u>Capacita' di un diodo</u>

Tutto quanto detto finora vale se applichiamo tensioni e correnti continue. Le cose cambiano non appena proviamo a cambiare rapidamente queste grandezze. Entrano in gioco degli effetti secondari principalmente dovute ad effetti capacitivi. Le cose sono molto differenti se consideriamo polarizzazione diretta od inversa. Per comodità semplifichiamo lo studio considerando diodi asimmetrici. Per esempio sia la zona d'anodo molto più drogata di quella del catodo. Cioè NA >> ND.

§6.1.11.1 Capacita' di diffusione.

Studiamo ciò che avviene in polarizzazione diretta. L'effetto capacitivo sta nel fatto che il processo di diffusione produce un eccesso di cariche minoritarie nei pressi della giunzione. Una variazione della tensione applicata produce una cambio in questo eccesso di cariche ma non istantaneo. Una variazione di tensione ΔV_{AK} ne produce una della carica immagazzinata nelle zone a ridosso della giunzione pari a ΔQ_d . Il rapporto $\Delta Q_d / \Delta V_{AK}$ definisce una capacita Cd. Per via della causa che la ha determinata si parla di *capacità di diffusione*. Riprendiamo l'espressione [6.1-17] che da l'eccesso di concentrazione δp_n di cariche minoritarie in ogni punto nella zona n: $\delta p_n(x) = p_{n0}(e^{V_{AK}/V_T} - 1)e^{-(x-W_n)/L_p} = p_{n0}\frac{I_A}{I_s}e^{-(x-W_n)/L_p}$. L'eccesso Qd si ottiene integrando in tutto il catodo. Cioè: $Q_d = qS \int_{W_n}^{I_n} \delta p_n(x) dx = qS \int_{W_n}^{I_n} p_{n0}\frac{I_A}{I_s}e^{-(x-W_n)/L_p} dx = qp_{n0}\frac{I_A}{J_s} \int_{W_n}^{I_n}e^{-(x-W_n)/L_p} dx = qp_{n0}\frac{I_A}{J_s}L_p$.

Nel caso di diodo asimmetrico la corrente inversa di saturazione dalla [6.1-18] si approssima in $J_s = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0}$. Sostituendo nella precedente ed utilizzando la [4.6-6] si ottiene semplicemente

$$Q_{d} = qp_{n0} \frac{I_{A}}{qD_{p}p_{n0}} L_{p}^{2} = \tau_{p}I_{A}.$$
 [6.1-46]

Ricordiamo l'espressione [6.1-34] della resistenza differenziale: la capacità di diffusione diventa

$$C_{d} = \frac{dQ_{d}}{dV_{AK}} = \tau_{p} \frac{dI_{A}}{dV_{AK}} = \frac{\tau_{p}}{r_{a}} = \frac{\tau_{p}}{\eta V_{T}} I_{A}.$$
[6.1-47]

Le ultime espressioni sono valide per diodi fortemente asimmetrici. Ma restano valide in generale purché a τ_p o τ_n si sostituisca un *tempo di vita effettivo* τ_e che tiene conto del tempo di vita delle cariche minoritarie in entrambe le zone. Esse dicono che la capacità di diffusione è proporzionale alla corrente diretta ed al *tempo che in media una carica minoritaria sopravvive come tale nella zona*. Nei diodi a base corta questo tempo è il *tempo di transito t_t delle cariche minoritarie*. Concludendo: la capacità di diffusione è proporzionale alla corrente e dipende dal tempo di vita effettivo o da quello di transito, a secondo dei casi.

§6.1.11.2 Capacita' di transizione.

In polarizzazione inversa lo spessore della zona svuotata dipende dalla tensione ai suoi capi. Aumentando la tensione si allarga la zona di svuotamento ed aumentano gli ioni scoperti in tale zona. Questi ioni sono come le cariche immagazzinate sulle armature di un condensatore. Tuttavia il rapporto la carica relativa e la tensione ai capi della zona di svuotamento V_{Bi} – V_{AK} = V_{Bi} + V_{AKr} non è costante. V_{AKr} è la tensione inversa applicata. Definiamo, perciò, anche in questo caso una capacità C_t, detta di *transizione*. Sia Q_i la carica complessiva di questi ioni. C_t = $\Delta Q_i/\Delta (V_{Bi} + V_{AKr})$.

La capacità di transizione è significativamente differente se la giunzione è graduale o brusca. Trattiamo per primo questo caso. Consideriamo, per semplicità, ancora una volta, quello che avviene se il drogaggio della giunzione brusca è asimmetrico. Allora possiamo utilizzare risultati del §6.1.9.3. Il legame tra la tensione sulla giunzione e lo spessore della zona di svuotamento è dato dalla [6.1-37] che può essere capovolta come V_{Bi} + V_{AKr} = qN_B/2 $\epsilon \cdot$ W². D'altra parte in un diodo di

sezione S, la zona svuotata spessa W è praticamente tutta nella zona meno drogata con drogaggio NB. La carica complessiva dovuta agli ioni scoperti è $Q_i = qN_BSW$. Differenziando entrambe queste espressioni si ha: $d(V_{Bi} + V_{AKr}) = qN_B/\epsilon \cdot WdW$ e $dQ_i = qN_BSdW$. Eseguendo il rapporto

$$C_{t} = \frac{dQ_{i}}{d(V_{Bi} + V_{AKr})} = \frac{\varepsilon S}{W}.$$
[6.1-48]

formalmente eguale all'espressione della capacità di un condensatore con armature piane e parallele. Però, in quest'ultimo W è fisso, mentre in questo caso dipende dalla tensione applicata come stabilito dalla [6.1-37]. Sostituendo nella precedente quest'ultima si ricava

$$C_{t} = \frac{\varepsilon S}{W} = \frac{S\sqrt{\varepsilon q N_{B}/2 V_{Bi}}}{\left(1 + V_{AKr}/V_{Bi}\right)^{1/2}}.$$
[6.1-49]

In Fig.6.1-21 è mostrato il comportamento di un diodo a giunzione brusca polarizzato inversamente. La capacità fatta con Silicio di S = $500 \times 500 \ \mu m^2$, nell'intervallo di tensioni utilizzato, varia di un fattore 3 al massimo. La concentrazione di drogante nel catodo è costante e pari a ND = $1.7 \ 10^{15}/cm^3$.

Sia ora la giunzione graduale come quella trattata sempre nel §6.1.9.3. La relazione fra la tensione sulla giunzione e lo spessore della zona di svuotamento è data dalla [6.1-39], cioè $V_B + V_{AKr} = qmW^3/12\epsilon$. La zona di svuotamento è larga W, metà per ogni zona del semiconduttore. Allora la carica dovuta agli ioni scoperti con giunzione graduale è $Q_i = 1/8 \cdot qmSW^2$. Differenziando entrambe queste espressioni si ha: $d(V_B + V_{AKr}) = qm/4\epsilon \cdot W^2 dW$ e $dQ_i = 1/4 \cdot qmSW dW$. Eseguendo il loro rapporto si trova ancora una volta la [6.1-48]. Però, questa volta la relazione fra la tensione di giunzione e la larghezza della zona svuotata non è più quella di prima ma e data dalla [6.1-39]. So-stituendo nella precedente si ottiene finalmente

$$C_{t} = \frac{S_{v}^{3} \sqrt{qm\epsilon^{2}/12V_{Bi}}}{\left(1 + V_{AKr}/V_{Bi}\right)^{1/3}}.$$
[6.1-50]

In Fig.6.1-21 è mostrato il comportamento di un diodo a giunzione graduale polarizzato inversamente. La capacità realizzata con Varicap al si-

licio di S = $500 \times 500 \ \mu\text{m}^2$, nell'intervallo di tensioni utilizzato, varia di un fattore 2 al massimo. La concentrazione nel catodo varia gradualmente con m = $1.7 \ 10^{21}/\text{cm}^3$. A distanza x₀ = 1 μm dalla giunzione la concentrazione N_D(x₀) = $1.7 \ 10^{15}/\text{cm}^3$ eguaglia quella del diodo precedente a giunzione brusca.

Le due espressioni della capacità di transizione possono essere generalizzate come

$$C_{t} = \frac{C_{t0}}{(1 + V_{AKr} / V_{Bi})^{\alpha}}, \qquad [6.1-51]$$

con $C_{t0} = S_{\sqrt{\epsilon q N_B/2}} e C_{t0} = S_{\sqrt{q m \epsilon^2/12 V_{Bi}}} e \alpha$ = 1/2 e 1/3, rispettivamente nei due casi. V_{Bi}, come è noto è dell'ordine di 1 V e dipende dal tipo di semiconduttore e dal drogaggio.

§6.1.11.3 <u>Diodi VARICAP.</u>

Come si può ben vedere dalla figura precedente non ci sono grandi differenze di comportamento nei due casi. La capacità varia poco con la tensione e non rende il comportamento del diodo particolarmente interessante.



In effetti si potrebbero generalizzare i risultati precedenti a drogaggi con qualsiasi profilo. Diodi realizzati con profili di concentrazioni particolari per ottenere variazioni ben precise della capacità prendono il nome di diodi *VARICAP*.

Ricordiamo che nella zona di anodo, molto più drogata, la larghezza della zona di svuotamento è trascurabile e pertanto W è sostanzialmente soltanto nel catodo. Assumiamo che il profilo di drogaggio sia normalizzato al drogaggio alla profondità x₀. Potremo scrivere che il drogaggio del catodo è

$$N_{D} = N_{D}(x_{0}) \left(\frac{x}{x_{0}}\right)^{m}.$$
 [6.1-52]

Con x si è indicata la distanza dalla giunzione. Si potrebbe dimostrare, applicando lo stesso procedimento usato in altri casi, a partire dal teorema di Poisson, che lo spessore della zona svuotata e la capacità di transizione sono:

$$W = {}_{m+2} \sqrt{\frac{(1 + V_{AKr} / V_{Bi})}{qN_D(x_0) / \epsilon(m+2)V_{Bi}} x_0^m};$$
[6.1-53]

$$C_{t} = {}_{m+2} \sqrt{\frac{\epsilon^{m+1} q N_{D}(x_{0}) / (m+2) V_{Bi} x_{0}^{m}}{(1 + V_{AKr} / V_{Bi})}}.$$
[6.1-54]



Molto interessante, per le applicazioni che si fanno sono i diodi con giunzione, cosiddetta *iperbrusca*, nella quale la concentrazione dei donatori nel catodo varia in modo inverso, cioè decrescendo dalla giunzione verso la zona neutra. Tecniche di crescita epitassiale consentono di realizzare un profilo di drogaggio di questo tipo. Nella Fig.6.1-22a sono mostrati in scala logaritmica profili di drogaggio del catodo dei diodi descritti in questo paragrafo. Si suppone che il profilo sia descritto dalla [6.1-52]. Diodi con drogaggio uniforme hanno m = 0 mentre quelli a giunzione lineare hanno m = 1. La giunzione iperbrusca della figura ha m = -1.5. La larghezza W della zona di svuotamento è data dalla [6.1-53]. Mentre nelle giunzioni graduali o brusche questo spessore varia di poco con la tensione inversa, la giunzione iperbrusca ha una variazione della regione di svuotamento violento con la tensione, come si vede dalla Fig.6.1-22b. Nella Fig.6.1-21 è mostrato il comportamento di un diodo realizzato con giunzione iperbrusca, sempre con m=-1.5 per la quale vale la [6.1-54]. In questo esempio il diodo con giunzione iperbrusca ha una area un po' più piccola degli altri due, in modo da avere più o meno lo stesso valore C_{t0} . Però si è fatto in modo, che a distanza $x_0 = 1$ µm dalla giunzione la concentrazione ND(x0) = $1.7 \cdot 10^{15}$ /cm³ eguaglia quella che hanno nella stessa posizione entrambi i diodi precedenti. Si noti che questa volta la stessa variazione di tensione inversa sta producendo una variazione della capacità di un fattore circa 80, rispetto al fattore 2-3 del caso dei precedenti profili. Se si pone nella [6.1-54] m = -1.5 si vede che la Ct dipende da $(1+V_{AK}/V_B)^{-2}$. Cioè si può ancora adoperare la [6.1-51] con α = 2. Nel paragrafo 10.1.10 vedremo come sfruttare questo tipo di Varicap.

§6.1.12 Diodi fortemente drogati: Tunnel e Backward

Per quanto detto nel paragrafo §6.1.9, il comportamento dei diodi in polarizzazione inversa dipende fortemente dal drogaggio. In questo paragrafo ci occuperemo dei diodi fortemente drogati nei quali il drogaggio si avvicina oppure supera, addirittura, il drogaggio degenere. Una ipotesi che sarà sempre verificata in tutto il paragrafo che il drogaggio sia simmetrico. Ricordiamo che un semiconduttore è degenere quando la concentrazione delle impurezze supera la concentrazione dei livelli disponibili. Per il semiconduttore n, ND > Nc, e per il p, NA > Nv, sono le condizioni perché il materiale si dica degenere.

§6.1.12.1 Diodi Backward

La tensione di rottura si abbassa con il drogaggio. Diodi con drogaggio pesantissimi e simmetrici presentano una regione di svuotamento sottilissima ed il campo necessario per ottenere la rottura si ha con basse tensioni. Un diodo del genere prende il nome di *diodo inverso o Backward*. In Fig.6.1-23 è mostrata la caratteristica tipica di un diodo Backward. È evidente che esso conduce meglio con una polarizzazione inversa che con una diretta.



§6.1.12.2 Diodi Tunnel

Aumentando ulteriormente il drogaggio in modo che la concentrazione di accettori e di donatori siano entrambi superiori alla concentrazione degli stati disponibili si realizzano i cosiddetti diodi tunnel. Il meccanismo di funzionamento di un tale diodo è identico a quello già noto soltanto per tensioni dirette sufficientemente elevate rispetto alla soglia. Sia in regione inversa che sotto soglia si hanno comportamenti differenti legati ad un nuovo meccanismo di conduzione che prende il nome di *effetto tunnel*.

Il drogaggio degenere porta al due conseguenze estremamente importanti. La prima è che lo spessore della zona di svuotamento, in assenza di polarizzazione [6.1-7] è estremamente sottile, l'altra è che il livello di Fermi nel *n* va in zona di conduzione e quello della *p* va in banda di valenza [4.3-20] e [4.3-21]. Inoltre il potenziale intrinseco si avvicina al gap, vedi anche la Fig.6.1-2. Inserendo nella [6.1-9] le [4.3-10] e [4.3-11] per NA = NV e ND = NC si trova che V_{Bi} è proprio E_G/q. Cioè il potenziale intrinseco supera il gap se il drogaggio è degenere. In Fig.6.1-24 sono rappresentati sia lo spessore della zona di svuotamento che il potenziale intrinseco per silicio a 300°K in funzione del rapporto fra concentrazione di drogante e stati disponibili. Si fa l'ipotesi di drogaggio



simmetrico. Infatti in questo caso la zona di svuotamento penetra in entrambi i semiconduttori di poco. La zona colorata corrisponde a drogaggio non degenere. Nella zona degenere si noti che lo spessore della zona di svuotamento scende al disotto 250 Å. Consideriamo in questo paragrafo soltanto diodi con drogaggio degenere simmetrico per il quale W sia molto piccolo.

Per spiegare il meccanismo di funzionamento di un diodo tunnel non è sufficiente la meccanica classica ma è necessario ricorrere alla meccanica quantistica. Pertanto servefare una premessa che è alla base della teoria sui diodi tunnel portata avanti da Esaki^[ES] e Hall^[HA].



Consideriamo la parte a sinistra della figura a lato. Studiamo quello che avviene secondo la meccanica classica. Una particella di massa m è nella regione (b) con una energia E. Una particella per stare nella regione (a) di alte energie ha necessità di possedere una energia superiore all'energia EB della barriera. Pertanto, se l'energia della particella è E < EB la par-

ticella è confinata nella regione (b). Essa può stare dappertutto nella regione (b) e da nessuna parte nella regione (a). In modo analogo, se si osserva la parte destra della stessa figura si deve trarre la medesima conclusione. La particella di energia $E < E_B$ è confinata nella regione (b1). Essa, non avendo, energia sufficiente per saltare la barriera di potenziale può soltanto stare nella zona (b1). Anche se potesse stare nella zona (b2) perché il suo livello energetico lo consentirebbe, tuttavia non è capace di saltare, ne attraversare la barriera perché essa è troppo alta.

Per capire, quello che avviene in realtà ci si può aiutare con un esempio. La barriera sia una siepe molto fitta che un cavallo non riesce a saltare perché è altissima. Se la siepe è sottile il cavallo ci passa in mezzo senza saltarla.

Se la barriera è sufficientemente stretta una particella che ha un livello energetico permesso in entrambe le zone **b(1)** e (**b2**) ha una probabilità diversa da zero di **attraversare**, non di **saltare** la barriera. In ciò consiste l'*effetto tunnel*. Applicando l'equazione di Shoedringer alla regione (**b2**) si trova che la probabilità che la particella *m* possa stare in un punto a distanza *x* dalla barriera è proporzionale a e^{-x/x_0}. La costante *x*₀ dipende soltanto da costanti fisiche e dalla differenza E_B – E fra l'energia della barriera e da quella della particella. Per essere più precisi: $x_0 = h/\sqrt{32m\pi^2(E_B - E)}$. h è la costante di Plank. Allora se lo spessore *W* della barriera è sufficientemente piccolo rispetto a x₀, anche se l'energia della particella non le consente il salto, tuttavia la particella può attraversare la stessa. La probabilità d'attraversamento aumenta assottigliandola ed evidentemente è superiore per particelle di energia più alta. Man mano che una particella ha energia sempre più vicina a quella necessaria per saltarla aumenta anche la probabilità di attaversarla. Se, però, la barriera ha spessore grande rispetto a x₀ la porbabilità diventa piccolissima e, in accorda anche con la meccanica classica, la particella è costretta nella regione (**b1**).



Nella figura Fig.6.1-26a è mostrato il diagramma a bande del semiconduttore in assenza di potenziale applicato. Con EB si è indicato l'energia qV_{Bi} potenziale della barriera [6.1-9]. Dal momento che, nella zona n^{++} il livello di Fermi sta sopra il livello Ec l'intervallo EF – Ec è una zona permessa e pertanto anche a temperature bassissime è pieno. Viceversa, nella zona p^{++} l'intervallo Ev – EF in banda di valenza è vuoto. Si rammenti che lo spessore della zona di svuotamento è ancora più piccolo di quello dei diodi Backward che pur avendo drogaggi pesantissimi non arrivano ad essere degeneri.

L'applicazione di una tensione inversa V_{AKr} anche modesta fra anodo e catodo abbassa tutti i livelli energetici di quest'ultimo della quantità $E_r = qV_{AKr}$. La Fig.6.1-26b mostra la nuova situazio-

ne. Si ha una corrente sensibile. Infatti la rottura per campo avviene facilmente per tensioni inverse anche piccole dato le dimensioni ridottissime di W. L'effetto è più spinto di quello del diodo Backward. La caratteristica inversa è ancora più vicina all'asse delle correnti. Elettroni in banda di valenza della zona p marcata nera nella figura saltano direttamente nella banda di conduzione della zona n come è mostrato della freccia. Gli stati di provenienza di questi elettroni sono quelli compresi fra i due livelli di Fermi nelle due zone. La differenza fra questi due livelli è VAKr = Er/q. Alzando la polarizzazione inversa il dislivello fra le due regioni cresce. Aumentano anche gli stati dai quali possono provenire elettroni per tunnel, cioè la zona



marcata nera diventa più consistente. La singola probabilità non cambia di molto, ma aumentando gli elettroni che possono attraversare la giunzione aumenta la corrente inversa come è mostrato nella Fig.6.1-27a. Il diodo tunnel, in polarizzazione inversa si comporta come un ottimo resistore.



Vediamo quello che succede, invece in polarizzazione diretta. La spiegazione viene aiutata dalla Fig.6.1-28. Applichiamo una debole polarizzazione $V_{AKf} = E_f/q$ tale che il livello di Fermi nel catodo non superi il livello Ev. Per effetto di questa debole polarizzazione la barriera si abbassa un po', pur essendo sempre più grande del gap, dando origine ad una struttura delle bande come quella della Fig.6.1-28a. Questa volta si vede che esistono nel catodo degli stati occupati nella banda di conduzione cui corrispondono livelli energetici identici, ma vuoti e disponibili nella banda di valenza dell'anodo. Per gli stessi motivi detti prima la probabilità che elettroni attraversino la giunzione è diversa da zero dando luogo a corrente di elettroni che dal catodo vanno verso l'anodo. Ciò corrisponde ad una corrente convenzionale positiva. La corrente di tunnel è proporzionale all'area nera che rappresenta gli stati disponibili in banda di conduzione nel catodo cui corrispondono stati vuoti nell'anodo. Se innalziamo ancora la polarizzazione diretta in modo da portare il livello Ec del catodo al valore di EF dell'anodo e corrispondentemente il valore di Ev nell'anodo a quello di EF nel catodo si ha la massima possibilità di stati occupati da elettroni nella zona del catodo cui corrispondono stati disponibili vuoti nell'anodo (Fig.6.1-28b). Allora la corrente di tunnel sarà massima. La corrente, aumentando la polarizzazione diretta da 0 fino a $E_f = q V_{Akf} = E_p = q V_p$ cresce da 0 fino ad un valore che chiamiamo Ip. Ciò è chiaramente rappresentato nella Fig.6.1-27a. Facciamo crescere ancora il potenziale VAKF al di la del valore V_p . In modo che il livello Ec del catodo sia comunque al disotto di Ev dell'anodo. La barriera si abbassa ulteriormente, ma la zona nera da cui possono venire elettroni dal catodo per trovare stati disponibili nell'anodo diminuisce (Fig.6.1-28c). La corrente di tunnel decresce rispetto la corrente di picco come è chiaramente indicato in Fig.6.1-27a. Se si fa salire ancora tensione si abbassa ulteriormente la barriera e la corrente decresce. Quando la tensione applicata, come nel caso di Fig.6.1-28d, è talmente alta che il livello Ec nel catodo supera quello Ev

nell'anodo, non è più possibile il fenomeno del tunnel e la corrente di tunnel va a zero. Il tutto è chiaramente rappresentato nella Fig.6.1-27a.



Tuttavia questa descrizione del diodo tunnel non è completa. Accanto alla corrente diretta dovuta al tunnel c'è la normale corrente dovuta alle cariche minoritarie che, quando la barriera si abbassa sufficientemente, riescono a *saltare*, non *attraversare* la giunzione. Questa è la corrente descritta da Shockley ed ha il classico andamento esponenziale visibile in Fig.6.1-27b (linea tratteggiata). Quindi la corrente in polarizzazione diretta è data da due componenti, una che ha un picco I_p per la tensione V_p molto piccola e l'altra che il classico andamento esponenziale. La som-

ma di queste due componenti da la corrente complessiva nel tunnel che è la linea a tratto continuo della Fig.6.1-27b. In Fig.6.1-30 sono mostrati i simboli elettrici convenzionali dei vari tipi di diodi.



§6.2. Giunzioni metallo-semiconduttore

TAV.6.2-I: Potenziale d'estrazione								
Metallo	Mg	Al	Ag	Cu	Au	Ni	Pt	
$\mathbf{\Phi}_{\mathrm{M}}$	3.7	4.2	4.31	4.52	4.70	4.74	5.65	Volt

Riprendiamo quanto detto nel §4.2.8 a proposito del contatto fra due materiali non isolanti. Questa volta, però, consideriamo un materiale metallico con potenziale di estrazione Φ_M e lo mettiamo a contatto con un materiale semiconduttore, in genere drogato.

A sinistra, nella figura accanto è mostrata la struttura a bande del metallo isolato dal semiconduttore. È mostrato il livello di Fermi ed l'energia d'estrazione q Φ_M del metallo che, ricor-

> diamo, è l'energia minima necessaria per portare al di fuori del metallo un elettrone che ha proprio l'energia di Fermi. La TAV.6.2-I mostra i potenziali d'estrazione miarcalattronica

di alcuni metalli che ci interessano per il loro impiego in microelettronica.

Nella stessa Fig.6.2-1, a destra è, invece, mostrata la situazione per un semiconduttore di Silicio di tipo *n* (drogaggio N_D = 10^{18} /cm³) ancora isolato dal metallo. L'energia d'estrazione q Φ s del semiconduttore varia con il drogaggio in quanto con esso si sposta il livello di Fermi. Una quantità, che, invece, non cambia è la cosiddetta *affinità elettronica* χ . Essa è tale che q χ è la differenza fra il livello energetico minimo E₀ di un elettrone al di fuori del semiconduttore e il livello inferiore della banda di valenza. Questa quantità dipende unicamente dal materiale e non dal suo drogaggio. Per esempio, per il silicio è $\chi_{Si} = 4.05$ V.

Se il potenziale d'estrazione del semiconduttore supera quello del metallo vuol dire che, in media, gli elettroni del metallo hanno necessità di minore energia per uscire dal metallo rispetto agli elettroni del semiconduttore. Quindi essi hanno mediamente energie superiori a quelli del semiconduttore. Nel caso inverso, come per esempio per l'Au ($\Phi_{Au} = 4.70V$) ed il Silicio drogato *n*, è $\chi_{Si} = 4.05V < \Phi_{Si} < \chi_{Si} + \text{Gapsi/2} = 4.05V + 0.56V = 4.61 V$ ed in ogni caso è $\Phi_M - \Phi_{Si} > 0$. Allora esistono elettroni, nel semiconduttore con energie superiori a quelle del metallo. La Fig.6.2-1 si riferisce proprio a questo esempio. Ovviamente questo è soltanto uno dei casi possibili. Infatti il semiconduttore può essere sia *n* che *p* e, a seconda del suo drogaggio e del metallo che si prende in esame, si avrà il segno di Φ_M .

§6.2.1 Diodi Schottky metallo-n

Finché l'Au ed il Si *n* non sono interagenti la Fig.6.2-1 descrive il loro comportamento. Ma non appena si mettono a contatto, per definizione, il livello di Fermi, in assenza di polarizzazione esterna, diventa comune a tutto il dispositivo. Le cose sono differenti a seconda che utilizziamo materiali con potenziale d'estrazione superiore o inferiore all'affinità elettronica del semiconduttore e se questi è *n* o *p*. Nella figura accanto è mostrato quello che avviene per Au ed il Si *n* (ND = 10^{18} /cm³) che ha una affinità elettronica inferiore al potenziale d'estrazione del metallo (4.70 > 4.05). Cioè è V_B = $\Phi_M - \chi$ >



0. Se tralasciamo, per il momento l'interfaccia fra i due materiali e ci mettiamo a distanza sufficientemente grande è facile disegnare questa figura a partire della precedente. Infatti, dovere porre i livelli di Fermi allo stesso valore significa slittare il diagramma a banda del semiconduttore del potenziale di contatto $qV_{Bi} = q(\Phi_M - \Phi_S)$. Questo risultato si ottiene perché elettroni dal semiconduttore vanno nel metallo dato che, come già detto, essi hanno, in media energia superiore a quelli del metallo. Pertanto quest'ultimo si carica negativamente rispetto al semiconduttore. Ricordiamo che ciò dipende unicamente dalla differenza dei potenziali di contatto. Per studiare quello che avviene all'interfaccia cominciamo a vedere che il livello E₀ a sinistra è più alto che a destra e all'interfaccia si raccorda gradualmente. Dal momento che l'affinità elettronica è un proprietà del semiconduttore, si h che anche il livello Ec all'interfaccia segue la curva di E₀ e per la proprietà del Gap anche Ev ha lo stesso andamento. Le bande si piegano come mostrato qualitativamente nella figura. Il potenziale di contatto V_{Bi} dipende anche dal drogaggio del semiconduttore mentre il brusco salto V_B delle bande all'interfaccia soltanto *dalla differenza fra il potenziale di contatto e dell'affinità*, quindi, solo dalla scelta Au–Si o altri materiali.

Per il momento approfondiamo quanto avviene nell'esempio del contatto Au-n. Più avanti

prenderemo in esame altri tipi di drogaggi e di materiali. Nella figura accanto sono mostrate anche le cariche ed il campo elettrico alla giunzione metallo-semiconduttore Cominciamo con il determinare la larghezza delle zone svuotate. L'analisi viene condotta in modo molto simile a quanto fatto per le giunzioni p-n con drogaggio a gradino. L'ipotesi di drogaggio uniforme e di concentrazione di donatori di gran lunga superiore a quella degli elettroni intrinseci consente un calcolo semplificato. É possibile trascurare le cariche minoritarie nel silicio. Un elettrone che dal materiale n va nel metallo lascia uno ione positivo scoperto nella zona n. Una volta passato nel metallo esso si localizza all'interfaccia dove la densità di carica diventa molto grande e estremamente sottile. In pratica una δ . Il numero di ioni scoperti nella zona n è identico alla numero di elettroni nel metallo all'interfaccia. Chiamiamo S, costante, la sezione del diodo, e Wn lo spessore della zona svuotata. Qui la carica scoperta è Q = qN_DW_nS e la densità è ρ = qND. Applichiamo l'equazione di Poisson [4.8-25] nel semiconduttore e con le approssimazioni semplificative si ha: $\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\epsilon} N_D$ per $0 < x < W_n$. Integrando la prece-

dente si determina il campo elettrico. Non entriamo nel dettaglio dei calcoli. Il metodo è identico a quello applicato



nel §6.1.1. Si ricava
$$E(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon}(x+W_n) = -\frac{qN_DW_n}{\epsilon}\left(1+\frac{x}{W_n}\right) = E_M\left(1+\frac{x}{W_n}\right)$$
 con $E_M = -\frac{qN_DW_n}{\epsilon}$

Il potenziale intrinseco V_{Bi}, si calcola integrando il campo che è non nullo solo nella zona di svuotamento e si ottiene una espressione analoga alla [6.1-6], cioè $V_{Bi} = -E_M \frac{W_n}{2} = \frac{qN_D W_n^2}{2\epsilon}$. Quindi la larghezza della zona svuotata è, analogamente alla [6.1-10], $W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{V_{Bi}}{N_D}}$. Infine, il campo elettri-

co massimo all'interfaccia è $E_M = -\sqrt{2 \frac{qN_D}{\epsilon} V_{Bi}}$.

È evidente, allora che un siffatto dispositivo si comporta come un un diodo *con l'anodo nel metallo ed il catodo nel semiconduttore*. Il diodo Metallo-Semiconduttore prende anche il nome di *diodo Schottky*. Ancora una volta la spiegazione del suo comportamento è abbastanza semplice. In assenza di polarizzazione la corrente netta è ovviamente nulla, ma, in effetti essa è il risultato di due processi dinamici. Da una parte elettroni del metallo che, *per questioni puramente statistiche, hanno energie superiori a* $E_F + E_B = E_F + qV_B$ e che, quindi *attraversano* l'interfaccia, verso il semiconduttore, dall'altra, ancora *elettroni del semiconduttore che riescono a saltare il potenziale intrinseco VBi*. Come si vede le due correnti sono di elettroni entrambe. In presenza di polarizzazione, lasciando inalterata la temperatura, una delle due correnti, *quella del metallo, non cambia, perché VB è la differenza costante fra il potenziale di estrazione del metallo e l'affinità del silicio*. L'altra corrente, invece, con la polarizzazione VAK applicata, varia. L'ostacolo agli elettroni del semicondutto*re per passare nel metallo non è più VBi ma VBi – VAK*. Come vedremo fra poco l'andamento della corrente è molto simile a quella di un diodo *p-n* con delle differenze importanti che andremo a discutere successivamente.

In assenza di potenziale applicato la corrente dal semiconduttore al metallo può essere calcolata a partire dalla conoscenza della concentrazione superficiale degli elettroni all'interfaccia. Guardando le Figg.6.2-2 e 6.2-3 si vede che all'interfaccia la differenza fra il livello di Fermi ed Ecin è proprio qVB. Pertanto la concentrazione degli elettroni all'interfaccia è, secondo la [4.3-20], nin = Nc $e^{(E_{Cin}-E_F)/kT} = Nc e^{-V_B/V_T}$. Guardiamo ora Ecb - EF nel bulk, lontano dall'interfaccia. È qVB = qVBi + Ecb - EF. Sostituendo nella precedente si ottiene nin = Nc $e^{-V_B/V_T} e^{(E_{Cib}-E_F)/V_T}$. E questa, sempre per la [4.3-20], è proprio nin = ND e^{-V_B/V_T} . La corrente dal n al metallo è proporzionale a nin. In assenza di polarizzazione la corrente di elettroni proveniente dal metallo è identica a questa che abbiamo calcolato e che va in senso inverso. Le due correnti, eguali ed opposte, proporzionali a queste concentrazioni, decrescono esponenzialmente con il potenziale intrinseco. Chiamiamo IsM = Iss queste due correnti. Il secondo pedice si riferisce al metallo od al semiconduttore. Si può ritenere che queste correnti siano proporzionali alla concentrazione di elettroni all'interfaccia e cioè : IsM = Iss = kND e⁻ V_{B}/V_{T} . Quando polarizziamo, però, mentre l'altezza della barriera per gli elettroni dal metallo rimane sempre VB, quella per gli elettroni dal semiconduttore cambia diventando kND $e^{-(V_{Bi}-V_{AK})/V_{T}}$. Allora la corrente complessiva che è la differenza fra le due è IA = kND $e^{-(V_{Bi}-V_{AK})/V_{T}} - kND e^{-V_{Bi}/V_{T}}$. In altri termini

$$I_{A} = I_{SM}(e^{V_{AK}/V_{T}} - 1).$$
[6.2-1]

$$I_{SM} = kN_D e^{-v_{B/}v_T}$$
 [6.2-2]

che assume il significato di corrente inversa di saturazione per analogia a quanto detto in §6.1.

Queste espressioni, che si riferiscono ad un diodo ideale metallo-semiconduttore, sono sufficientemente approssimate. Un calcolo più accurato fa concludere che la corrente inversa di saturazione non è esattamente quella calcolata ma ha una leggera dipendenza dalla tensione applicata, anche se questa dipendenza, dal punto di vista pratico, può essere ragionevolmente trascurata. Questo calcolo tiene conto sia del corrente di diffusione dovuta al gradiente di concentrazione degli elettro-

con

ni che al campo elettrico che si viene a manifestare. Ricordiamo l'equazione della densità di corrente:

$$J_{n} = q \left[n \,\mu_{n} E + D_{n} \,\frac{dn}{dx} \right] = q \left[-n \,\mu_{n} \frac{dV}{dx} + D_{n} \,\frac{dn}{dx} \right] = q D_{n} \left[-\frac{ndV}{V_{T}dx} + \frac{dn}{dx} \right]$$
[4.4-17]

Si è fatto uso della relazione di Einstein [4.4-16]. V è il potenziale nella zona di svuotamento. La soluzione di questa espressione per la giunzione metallo-semiconduttore nelle condizioni specificate dalla Fig.6.2-3 con potenziale applicato fra anodo e catodo della è stata ricavata come ^[SZ2].

$$J_{A} = J_{s}(e^{V_{AK}/V_{T}} - 1), \qquad [6.2-3]$$

$$J_{s} = \frac{q D_{n} N_{C}}{V_{T}} \sqrt{\frac{2q (V_{Bi} - V_{AK}) N_{D}}{\epsilon}} e^{-V_{B}/V_{T}}$$
[6.2-4]

Ovviamente la dipendenza di JA da VAK è duplice. C'è il termine esponenziale nella [6.2-3] ma, inoltre, la densità di corrente di saturazione Js dipende dalla radice di VAK, vedi la [6.2-4]. Tuttavia, l'effetto della variazione di Js per la VAK è trascurabile rispetto all'influenza del termine esponenziale per cui si può tranquillamente usare una espressione approssimata. Cioè

$$J_{A} = J'_{s}(e^{V_{AK}/\eta V_{T}} - 1), \qquad [6.2-5]$$

con J's indipendente dalla tensione e η un coefficiente d'emissione simile a quello della [6.11-29] che per i diodi metallo-semiconduttori ha il valore approssimativo 1.02÷1.15. In questo modo, anche per i metallo semiconduttori può essere utilizzata la [6.1-29]. Quindi

$$I_{A} = I_{s}(e^{V_{AK}/\eta V_{T}} - 1).$$
 [6.1-29]



In Fig.6.2-4 sono mostrate le caratteristiche di diodi simili, con stesse dimensioni. Si confrontino i due diodi al silicio quello con metallo-semiconduttore e quello p-n. È molto interessante il fatto che la tensione di soglia del primo sia notevolmente inferiore a quello del diodo p-n.

§6.2.2 Diodi Schottky metallo-p

con

Un'altra possibilità, per avere un diodo Schottky è di eseguire un contatto *metallo-p* con $\Phi_s > \Phi_M$. La Fig.6.2-5 riporta la situazione per un contatto *Al-p*. Il drogaggio è di N_A = 0.5·10¹⁸/cm³. Il livello di Fermi, in assenza di polarizzazione esterna, diventa comune a tutto il dispositivo. Il potenziale di contatto risulta $\Phi_M - \chi - [E_G/2+V_T \ln(N_A/n_i)] = 4.2 - 4.05 - [1.12/2+0.0259 \cdot \ln(0.5 \cdot 10^{18}/1. \cdot 10^{10})] = -859$ mV. Questa volta il semiconduttore *p* si carica negativamente rispetto al metallo perché da questi elettroni vanno nel semiconduttore. In tal modo, all'interfaccia *Al-p*, nel semiconduttore si crea una zona svuotata dalle lacune che vengono neutralizzate dagli elettroni del metallo. Invece all'interfaccia nel metallo si crea uno strato molto sottile di cariche positive dovute alla mancanza di elettroni. Perché lacune dal metallo possano andare nel semiconduttore debbono superare una bar-



riera V_B = E_G – ($\Phi_M - \chi$) = 1.12 - (4.2 - 4.05) = 970mV. A questo punto i ragionamenti che si sono fatti per il diodo Schottky *Au-n* valgono, in modo duale per il diodo Schottky *Al-p*. Bisogna soltanto ricordarsi che l'anodo, questa volta, è il metallo e non il semiconduttore. Il diagramma a bande, la situazione di cariche all'interfaccia ed il campo elettrico sono mostrati nella figura a lato,.

Si parte, ancora una volta, dall'equazione di Poisson $\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} N_A \text{ e si ricava il campo elettrico per } 0 < x < W_p. Si trova E(x) = E_M \left(1 - \frac{x}{W_p}\right) \text{ con } E_M = \frac{qN_AW_p}{\epsilon}. \text{ Per il potenziale fra le due zone questa volta assumiamo come riferimento quello del semiconduttore ed allora per il potenziale VBi fra le due zone si ottiene una espressione analoga alla [6.1-6] cioè V_{Bi} = E_M \frac{W_p}{2} = \frac{qN_AW_p^2}{2\epsilon}. Quindi la larghezza del-$

la zona svuotata è, analogamente alla [6.1-10], $W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{V_{Bi}}{N_A}}$. Allora il campo elettrico massimo all'interfaccia

$$\dot{e} E_{\rm M} = \sqrt{2 \frac{q N_{\rm A}}{\epsilon} V_{\rm Bi}}.$$

Per la corrente si può ricavare sempre la stessa espressione [6.2-1] però con la *corrente inversa di saturazione*

Ism = kNA
$$e^{-V_{Bi}/V_T}$$
. [6.2-4]

Anche stavolta, se si fa un calcolo che tenga conto dei processi di diffusione in modo preciso, si ottiene una espressione della densità di corrente data dalla [6.2-3] con

$$J_{s} = \frac{qD_{p}N_{V}}{V_{T}}\sqrt{\frac{2q(-V_{Bi}-V_{AK})N_{A}}{\epsilon}}e^{-V_{B}/V_{T}}.$$
[6.2-5]

Si può fare lo stesso discorso per il diodo Schottky *metallo-n* e trovare che l'effetto della variazione di J_s per la V_{AK} è trascurabile rispetto all'influenza del termine esponenziale, per cui si può tranquillamente usare una espressione approssimata delle precedente. Cioè

$$J_{A} = J'_{s}(e^{V_{AK}/\eta V_{T}} - 1), \qquad [6.2-6]$$

con J's indipendente dalla tensione e η coefficiente d'emissione e può essere utilizzata la [6.1-29].

§6.2.3 Contatti Ohmici

Nei due paragrafi precedenti abbiamo discusso dei due casi di contatto *metallo-n* con $\Phi_M > \Phi_{Si} > 0$ e contatto *metallo-p* con $\Phi_S > \Phi_M$. Si è visto che il comportamento di queste giunzioni è simile a quello della giunzioni *p-n* con qualche leggera differenza. In questo paragrafo ci accingiamo a vedere la situazione inversa e cioè quella relativa a contatti contatto *metallo-p* con $\Phi_M > \Phi_{Si} > 0$ e contatto *metallo-n* con $\Phi_{Si} > \Phi_M$. Vedremo che questo contatto non pone alcun problema al passaggio della corrente e per questo si parla di *contatto ohmico*. Nella Fig.6.2-6 sono rappresentate le situazioni per contatti *Al-n*⁻ e *Ni-p*⁻. Si tratta di drogaggi molto leggeri. Così il livello di Fermi lontano dalla giunzione non è molto differente da quello intrinseco. Prendiamo in considerazione quello che avviene per il contatto *Al-n*⁻. Risulta, almeno nell'esempio in esame, V_{Bi} = Φ_M $- \chi - [Eg/2-VTln(Np/Ni)] = 4.2 - 4.05 - [1.12/2 - 0.025.9 \cdot ln(10^{14}/1.5 \cdot 10^{10})] \approx -180$ mV. Che il potenziale di contatto sia negativo vuol dire che la situazione rispetto al contatto rettificante si è capovolta. È il semiconduttore nad essersi caricato negativamente perché elettroni dal metallo si sono spostati al di la della giunzione. Naturalmente questi elettroni provengono dall'interfaccia dove si ha una mancanza di elettroni come carica fissa. Come si può vedere le dimensioni della barriera sono notevoli, ma, tuttavia, essa è bassa ed invertita tale da non opporre nessuna difficoltà al passaggio degli elettroni. Mentre nel contatto rettificante la barriera è positiva e nel semiconduttore all'interfaccia si ha uno



svuotamento e quindi una carica positiva fissa di ioni dovuti ai donatori non neutralizzati, nel contatto ohmico all'interfaccia si ha un eccesso di cariche maggioritarie, elettroni.

Con ragionamenti simili si determina il comportamento di un contatto non rettificante fra un metallo ed un semiconduttore p. Nella stessa Fig.6.2-6 è mostrato l'esempio relativo al contatto Ni- p^{-} . La barriera è tale da non ostacolare il passaggio delle cariche ed il contatto non è rettificante.

§6.2.4 Contatti tunnel

Un'ultima considerazione va fatta a proposito dei contatti metallo-semiconduttore quando il drogaggio diventa pesantissimo e, al limite, il semiconduttore diventa degenere. Prendiamo in esame, ad esempio, un contatto $Al-n^{++}$. Drogando pesantemente il silicio al contatto con l'alluminio, al limite di solubilità, che è di circa $2 \cdot 10^{19}$ /cm³, si arriva ad uno spessore della zona di svuotamento, in assenza di polarizzazione dell'ordine di 30Å. Non ha più molta importanza l'altezza della barriera ma solo il suo spessore. Applicando polarizzazioni sia dirette che inverse la corrente non ha alcuna difficoltà a passare la giunzione. O la scavalca, per polarizzazioni dirette, relativamente anche modeste o la trapassa per polarizzazioni inverse. Si parla, allora di contatto tunnel. Ed è quello che bisogna fare, ogni volta che si vuole connettere un terminale al silicio. Non basta fare un deposito metallico, ma bisogna che il metallo penetri all'interno del semiconduttore in modo pesante in modo da realizzare una lega con concentrazione elevatissima.

§6.2.5 Conclusioni

Per concludere la discussione sui diodi Schottky si può affermare che, in presenza di giunzioni rettificanti, essi si comportano in modo abbastanza simile ai diodi *p-n* con due principali differenze dovute al fatto che la corrente è essenzialmente dovuta ai *portatori maggioritari* e che *la tensione di soglia è seriamente più bassa dei diodi al silicio*. La prima questione porta al fatto che non c'è l'effetto di immagazzinamento di carica nella polarizzazione diretta e quindi, come vedremo nel §10.1.9, *essi sono più veloci di quelli a giunzione*. La seconda considerazione ha diversi risvolti

importanti. La prima che essi *dissipano meno potenza*, la seconda è che le *tensioni d'alimentazioni posso essere abbassate*.



Il simbolo grafico del diodo Schottky è mostrato nella Fig.6.2-7, insieme a quelli degli altri diodi di cui si è discusso.

BIBLIOGRAFIA

- [AL] Allen, Holberg CMOS Analog Circuit Design Holt 1987
- [BO] Bolognesi Tecnologia dei semiconduttori Zanichelli 1965
- [CAL] Calzolari, Grafi Elementi di elettronica Zanichelli- 1984
- [CAR] Carroll Phisical Model for Semiconductor Devices Arnold 1974
- [DE] De Castro Teoria dei dispositivi a semiconduttore Patron 1983
- [ES] Esaki New phenomenon in narrow germanium p-n junctions Ph. Rev., 109, 603 (1958)
- [GA] Gandolfi, Zanetti Tecnologie dei componenti elettronici al silicio Hoepli 1983
- [GH] Ghione Dispositivi per la microelettronica Mc Graw Hill -1998
- [GR] Grove Fisica e tecnologia dei dispositivi a semiconduttore Angeli -1967
- [GRA] Gray et al Physical Electronics and Circuit Models of Transistors J.Wiley
- [GU] Gummel Hole-electron Product of p-n junctions Solid State El., 10, 209 (1967)
- [HA] Hall Tunnel diodes IRE Tr. El. Dev., 7, 1 (1960)
- [MA] Massobrio Modelli dei Dispositivi a Semiconduttore Angeli 1986
- [MI1] Millman Circuiti e Sistemi Microelettronici Boringheri 1985
- [MI2] Millman, Halkias Microelettronica Boringheri 1978
- [MI3] Millman, Taub Pulse, digital and switching waveform McGraw Hill Book Co. 1965
- [MU] Muller, Kamis Dispositivi Elettronici nei circuiti integrati Boringheri 1977
- [SO] Soncini Tecnologie microelettroniche Boringheri -
- [SZ1] Sze Fisica dei dispositivi a semiconduttore Tamburini 1073
- [SZ2] Sze, Gibbon Avalanche Breakdown in abrupt and linearly graded p-n junctions Appl. Ph. Lett., 8, 111 (1966)