

# Giunzione p-n e diodo al silicio

francesco.fuso@unipi.it; <http://www.df.unipi.it/~fuso/dida>

(Dated: version 3 - FF, 10 dicembre 2016)

Il funzionamento delle *giunzioni bipolari* fatte di materiali semiconduttori drogati, per esempio silicio, è un argomento tradizionale di gigantesco interesse per le applicazioni in elettronica e optoelettronica. La breve trattazione che viene qui presentata, in cui si evita accuratamente di discutere o citare aspetti al di fuori delle conoscenze di fisica classica (elettrostatica), è finalizzata a interpretare alcuni rilevanti aspetti dell'operazione dei diodi a giunzione bipolare.

## I. INTRODUZIONE

In termini generali, si parla di *giunzione* quando si ha un'interfaccia, cioè una superficie di separazione, tra due materiali con caratteristiche elettroniche, cioè di *trasporto elettrico*, diverse. Nella tecnologia attuale hanno un ruolo importantissimo tante differenti tipologie di giunzione, che coinvolgono materiali con caratteristiche disparate (isolanti, conduttori, semiconduttori, superconduttori, inorganici, organici, nanostrutture, etc.). Qui intendiamo brevemente descrivere il comportamento della giunzione realizzata fra due materiali *semiconduttori*, per esempio pezzi di silicio *drogati* in modo p e n. Questo tipo di giunzione, oltre ad avere una fondamentale rilevanza storica (la sua realizzazione su larga scala sancì la nascita dell'elettronica a stato solido, ormai oltre 50 anni fa), è di grandissima importanza nei dispositivi per l'elettronica e l'opto-elettronica e, per esempio, è quella integrata negli ordinari diodi a stato solido usati in laboratorio.

Come sarà chiaro nel seguito, questo tipo di giunzione è di fatto realizzata tra due regioni dello stesso materiale nelle quali sono presenti in maggioranza cariche libere (*portatori di carica*, secondo la nomenclatura di uso comune in questo ambito) di polarità positiva e negativa, rispettivamente nei pezzi di silicio drogati p e n. Questo dà ovviamente ragione alla differenza di proprietà di trasporto elettrico delle due parti. Per cominciare, però, occorre discutere le proprietà elettriche (o elettroniche) dei materiali semiconduttori "puri", cioè non drogati: tali proprietà si definiscono *intrinseche*. La discussione sarà svolta in maniera molto qualitativa ed evitando ogni accenno agli aspetti di meccanica quantistica che vi sono coinvolti.

## II. SEMICONDUTTORI

Dal punto di vista delle proprietà di trasporto elettrico, un semiconduttore è banalmente un materiale conduttore con resistività piuttosto alta: nel caso del silicio (non drogato, cioè intrinseco), si ha una resistività  $\rho_C \simeq 2.5 \times 10^3$  ohm m a temperatura ambiente, da confrontare con  $\rho_C \sim 10^{-8}$  ohm m tipica dei metalli (rame, argento, oro, etc.). Per il silicio, e per gli altri semiconduttori elementari del gruppo IV della tavola perio-

dica, questa è una conseguenza piuttosto diretta della loro struttura microscopica. Questi materiali, infatti, si presentano facilmente con una struttura cristallina, in cui ogni atomo è coordinato ("legato") con quattro atomi adiacenti.

Idealmente, una configurazione di questo tipo renderebbe il materiale un perfetto isolante, dato che nessuna carica sarebbe libera di muoversi, cioè potrebbe agire da *portatore di carica*. Infatti i quattro elettroni "di valenza" di un atomo sono compartecipati con quattro elettroni di atomi adiacenti a formare dei "legami" che, in chimica, si definirebbero "covalenti", rimanendo localizzati attorno al nucleo atomico (o ione) che li ha messi a disposizione.

Nella realtà ci sono diversi motivi per cui, invece, la densità dei portatori di carica non è nulla. A parte quelli legati alla presenza di imperfezioni nel cristallo, il fatto stesso che il sistema considerato si trovi a una temperatura diversa da zero implica una probabilità non nulla che alcuni dei legami covalenti fra atomi contigui si "rompano". La differenza tra semiconduttori e dielettrici propriamente detti è proprio nella probabilità che questo avvenga, comparativamente maggiore per i primi e quindi non trascurabile in condizioni ordinarie.

In ogni caso, la densità dei portatori di carica liberi in un semiconduttore intrinseco è bassa, da cui l'alta resistività. Notate che all'aumentare della temperatura si può rompere un maggior numero di legami: di conseguenza, nei semiconduttori incrementare la temperatura porta in genere a diminuire la resistività (comportamento *NTC*, cioè con coefficiente di temperatura negativo), a differenza di quanto succede normalmente nei conduttori. Questa è un'altra differenza specifica fra conduttori e semiconduttori.

### A. Elettroni e lacune

Evidentemente l'effetto di rendere disponibile alla conduzione un elettrone in seguito alla "rottura del legame", per esempio sotto attivazione termica, è accompagnato dall'assenza di un elettrone localizzata in un punto del cristallo. Quindi il meccanismo che si verifica quando si rompe un legame conduce alla formazione di una *coppia* di "entità", rappresentate rispettivamente dall'elettrone e dalla sua assenza; qualche volta a questo processo si dà il nome di *ionizzazione*, in analogia con quanto si verifi-

ca, ad esempio, nei sistemi atomici. È chiaro che questa assenza localizzata di un elettrone può essere colmata da un elettrone che proviene da un altro “legame rotto”, situato da qualche altra parte nel cristallo. Spesso, e non sempre propriamente, a questo processo, che fondamentalmente porta alla neutralizzazione di carica di segno opposto, si dà il nome di *ricombinazione*. La sua discussione in termini energetici, cioè la valutazione delle differenze di energia coinvolte, richiede di sapere un po’ di meccanica quantistica, per cui eviteremo di trattarla. D’altronde, gli aspetti energetici sono poco rilevanti nell’ambito di nostro interesse (non lo sono sicuramente per l’opto-elettronica, come vedremo con brevi cenni in futuro).

L’elemento concettuale forse più importante del modello che stiamo delineando è il seguente. Non ci stupisce che gli elettroni che si formano in seguito alla rottura del legame siano liberi di muoversi: in quanto particelle piccole e dotate di piccola massa, gli elettroni potranno muoversi nel cristallo, almeno finché non ricombinano. Dunque è piuttosto immediato identificare gli elettroni come portatori di carica negativa.

Ora, immaginiamo che in un certo sito del nostro cristallo si formi la coppia elettrone lacuna, e che l’elettrone si muova in una certa direzione, per esempio verso destra, magari sotto l’effetto di un campo elettrico esterno applicato al sistema. Come già sottolineato, l’elettrone lascia un’assenza localizzata nel sito di origine. Immaginiamo poi che, nel suo moto verso destra, l’elettrone incontri un sito, diverso da quello di partenza, in cui si trova un’altra assenza di elettrone, e qui si ricombini: in questo processo, della carica negativa si è spostata da sinistra a destra, dal sito dell’originaria ionizzazione a quello della ricombinazione. Però possiamo facilmente renderci conto che è vera anche l’affermazione contraria, cioè che della carica positiva si è spostata da destra verso sinistra, cioè dal sito della ricombinazione a quello dell’originaria ionizzazione.

Anche se a muoversi possono essere soltanto gli elettroni, dal punto di vista elettrico il modello che stiamo usando prevede che nel semiconduttore ci siano portatori di carica, cioè cariche libere, di ambo i segni: il portatore di carica negativa continua a chiamarsi *elettrone*, a quello di carica positiva si dà il nome di *lacuna* (o vacanza, o buca). Osservate che questo nome è evocativo del meccanismo fondamentale di cui abbiamo scritto, cioè dell’assenza, o mancanza, o, appunto, lacuna di un elettrone, che dovrebbe essere coinvolto nella formazione di un “legame covalente”.

Vale la pena sottolineare che quanto stiamo qui affermando si riferisce a un meccanismo specifico per i semiconduttori, così come li stiamo descrivendo. Infatti anche in un conduttore (metallico) è possibile identificare un movimento di elettroni in una direzione e verso, dovuto a un certo campo elettrico esterno, con il movimento nella stessa direzione e in verso opposto di cariche unitarie positive: la matematica consente di cambiare segno a carica e velocità per ottenere sempre lo stesso risultato. Qui, però, stiamo affermando che è possibile *individuare*

i responsabili del processo, cioè il singolo elettrone e la singola lacuna coinvolti, e dei siti specifici in cui avvengono i processi di ionizzazione e ricombinazione. Tutto ciò non può verificarsi nei metalli, visto che gli elettroni sono “delocalizzati” nell’intero volume del sistema considerato.

Abbiamo utilizzato l’aggettivo “libere” per i portatori di carica rappresentati da elettroni e lacune: è chiaro che la libertà non è, in genere, totale. Anche in un semiconduttore avranno infatti luogo fenomeni del tipo di quelli che si verificano nei conduttori e che sono responsabili per la comparsa di una resistività non nulla. In genere, nei semiconduttori si parla di *mobilità* degli elettroni, o delle lacune, che rappresenta il rapporto tra velocità di drift e campo elettrico applicato. La presenza di una mobilità finita non ha conseguenze rilevanti in quello di cui ci occuperemo, per cui spesso considereremo del tutto liberi di muoversi i portatori di carica di ambo i segni.

## B. Generazione e ricombinazione

A temperatura diversa da zero, il processo di *generazione* degli elettroni e la conseguente formazione di lacune avvengono continuamente. Altrettanto continuamente si verifica il processo, in qualche modo inverso, di *ricombinazione*. Mediando spazialmente e/o temporalmente, si potranno vedere questi due processi come i due versi di svolgimento di una sorta di “reazione chimica” termicamente indotta.

All’equilibrio dovrà valere la cosiddetta *legge di azione di massa*, che stabilisce  $n_p \times n_n = \kappa$ , con  $n_p$  e  $n_n$  densità di lacune ed elettroni, rispettivamente, e  $\kappa$  costante (dipendente però dalla temperatura): nel silicio a temperatura ambiente si ha tipicamente  $\kappa \sim 10^{20}$  (at/cm<sup>3</sup>)<sup>2</sup>.

La legge di azione di massa ha alcune implicazioni pratiche importanti: (i) per un semiconduttore intrinseco, la densità dei portatori di carica, che deve essere la stessa per l’uno e l’altro segno, vale  $n_p = n_n \sim 10^{10}$  at/cm<sup>3</sup>, per cui, come già affermato, anche nel silicio intrinseco ci sono portatori di carica liberi; (ii) la densità di portatori di carica è parecchi ordini di grandezza (voi sapete quanto) minore che per un conduttore metallico; (iii) in ogni caso, i portatori di carica devono essere dei due segni, cioè elettroni e lacune devono convivere, altrimenti la legge di azione di massa non sarebbe rispettata.

L’aspetto rilevante che rende i semiconduttori di così grande interesse in elettronica è la possibilità di modificare, in maniera artificiale e controllata, la densità di elettroni e lacune e, di conseguenza, di controllare le proprietà di conduzione. Questa bellissima opportunità, che nella pratica funziona solo con i semiconduttori, e soprattutto con il silicio, è alla base dell’aggettivo *bipolare* che spesso si associa al termine giunzione.

Nel seguito faremo riferimento al silicio come materiale semiconduttore dalle caratteristiche paradigmatiche. Per sgombrare ogni ambiguità, tenete presente che, oltre ai semiconduttori elementari, per esempio quelli appar-

tenenti al gruppo IV della tavola periodica, è possibile costruire artificialmente molte leghe che hanno proprietà semiconduttive (per esempio, GaAs, AlGaAs, GaN, InP, etc.).

### III. DROGAGGIO

Si chiama drogaggio del semiconduttore l'operazione che porta alla *sostituzione*, all'interno del reticolo cristallino, di *alcuni* suoi atomi con atomi di un'altra specie. Per ovvie ragioni (dimensioni, "affinità" chimica, etc.), questa operazione non funziona con qualsiasi altra specie. Fortunatamente, però, facendo riferimento al silicio, essa va assai bene quando l'atomo di altra specie appartiene ai gruppi III o V della tavola periodica, per esempio è un atomo di boro (gruppo III) o di fosforo (gruppo V).

Esistono tante tecnologie, più o meno raffinate, per avere drogaggio: la più semplice prevede di riscaldare un *wafer* (una fetta cristallina) di silicio in un'atmosfera di composti contenenti, per esempio, boro o fosforo: questi elementi, in determinate condizioni, possono diffondere all'interno del wafer e li sostituire localmente atomi di silicio del reticolo cristallino. Questa tecnologia è molto poco accurata nel determinare profili e densità di drogaggio: ne esistono tante altre ben più raffinate, e tuttora la messa a punto di tecniche ancora più avanzate è un importante argomento di ricerca in scienza dei materiali.

Supponiamo allora di aver sostituito alcuni atomi di silicio con atomi, per esempio, di fosforo: questi hanno la possibilità di coordinarsi con cinque atomi vicini, ma gli atomi vicini sono di silicio, che invece può coordinare solo con quattro atomi vicini. Un elettrone del fosforo non può formare il legame che vorrebbe, diventando così disponibile per il trasporto, cioè diventando di fatto un *portatore di carica negativa libero*. Un drogante che conduce a questo risultato si chiama *donore*, dato che in un certo senso dona un proprio elettrone alla causa della conduzione.

Se invece considerassimo il boro come drogante, allora, dato che il boro può coordinare con solo tre atomi vicini, avremmo una situazione diametralmente opposta: invece di avere un elettrone in più che può partecipare alla conduzione, come nel caso del donore, ne avremmo uno in meno. Il drogante, in questo caso, si chiama *accettore* e il processo conduce alla realizzazione di una lacuna, cioè di un *portatore di carica positiva libero*.

La Fig. 1 mostra una visione molto schematica di quello che avviene all'interno del cristallo di silicio nei due casi.

#### A. Silicio p e silicio n

Dunque in un pezzo di silicio (o di qualsiasi altro semiconduttore che possa essere drogato) si possono creare, artificialmente e in maniera controllata, densità di portatori di carica di un tipo o dell'altro diverse da quelle che si hanno intrinsecamente: in sostanza si possono creare

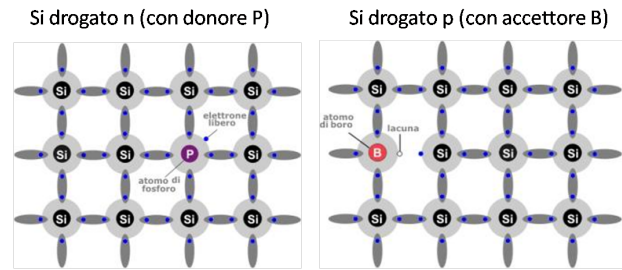


Figura 1. Visione schematica del drogaggio di Si con atomi donori (P) e accettori (B). Figura tratta da <http://www.marconi-galletti.it>.

semiconduttori *di tipo p* o *di tipo n* a seconda che essi siano drogati con accettori o con donori.

Alcune precisazioni prima di andare oltre:

- un pezzo di semiconduttore drogato è *globalmente neutro*: il drogaggio prevede di aggiungere atomi (neutri) a un materiale semiconduttore che in origine è neutro, per cui non possono comparire in alcun modo eccessi di carica, né di un segno, né dell'altro. Notate infatti che, per esempio nel caso di un donore, l'elettrone in più disponibile per la conduzione lascia una carica positiva in più nello ione che costituisce il reticolo cristallino.
- Oltre ai portatori di carica libera creati attraverso il drogaggio, che si chiamano *maggioritari*, esistono sempre anche portatori di carica di segno opposto, detti *minoritari*, nello stesso materiale, necessari se non altro per soddisfare la legge di azione di massa.
- Densità atomiche tipiche per i droganti nel silicio possono variare tra circa  $10^{11}$  e circa  $10^{19}$  at/cm<sup>3</sup>. Tenete conto che la densità atomica del silicio è  $\simeq 5 \times 10^{22}$  at/cm<sup>3</sup>, per cui in ogni caso solo alcuni atomi di silicio del cristallo vengono sostituiti dal drogante. Dal punto di vista dei simboli, materiali fortemente drogati, per esempio di tipo p, si indicano spesso con p<sup>+</sup> o addirittura p<sup>++</sup>; analogamente, se di tipo n, con n<sup>+</sup> o addirittura n<sup>++</sup>.
- Anche per i semiconduttori drogati, la meccanica quantistica stabilisce delle regole di carattere energetico relative, per esempio, alla promozione a elettrone libero dell'elettrone "spaiato" del donore. Continuiamo a disinteressarci di questi aspetti perché non strettamente necessari nel nostro modello, e anche perché la loro trattazione richiederebbe conoscenze di meccanica quantistica, che non abbiamo.

### IV. GIUNZIONE P-N

A questo punto abbiamo stabilito le premesse necessarie per trattare la giunzione di nostro interesse, che si

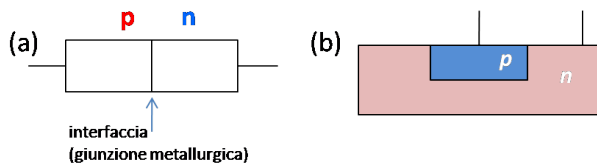


Figura 2. Visione molto schematica di una giunzione p-n (a) e sua rappresentazione un po' più realistica e adeguata alle tecnologie attuali (b); i tratti lineari che escono dalle regioni p e n indicano dei fili di collegamento, necessari per il funzionamento del diodo costituito dalla giunzione.

realizza quando c'è un'interfaccia tra un pezzo di semiconduttore di tipo p e uno di tipo n. Propriamente parlando, il luogo geometrico dell'interfaccia si chiama *giunzione metallurgica*, dato che il termine giunzione tout-court si riferisce normalmente a tutto quello che succede anche “attorno” (o attraverso) l'interfaccia. Inoltre, se il materiale, drogaggio a parte, è lo stesso, per esempio silicio, da ambo i lati, il termine corretto per descrivere il sistema è *omogiunzione*, altrimenti si parla di *eterogiunzione*. Qui faremo riferimento specifico alle omogiunzioni di silicio.

Il sistema considerato ha la rappresentazione molto schematica di Fig. 2(a): dal punto di vista tecnologico, la giunzione metallurgica non può essere una reale discontinuità nel semiconduttore, nel senso che, per motivi che hanno a che fare con il comportamento delle superfici, è impensabile e fortemente sconsigliato produrre separatamente le due parti della giunzione e poi “metterli a contatto”. È infatti molto più efficace dal punto di vista delle proprietà elettriche (e anche della quantità di tecnologia coinvolta) partire da un unico pezzo di semiconduttore intrinseco e quindi drogare in modo diverso una parte rispetto all'altra. Inoltre, sempre per motivi tecnologici, la geometria della giunzione assume forme normalmente molto diverse rispetto a quella, a bacchetta, o lineare, di Fig. 2(a), e spesso somiglia di più allo schema di Fig. 2(b), che è topologicamente molto più compatibile con le tecnologie (“planari”) attualmente in uso.

Nonostante questa necessaria premessa, per scopi puramente didattici immagineremo di avere un pezzo di silicio drogato p e un pezzo drogato n, ovviamente entrambi neutri, e di metterli a contatto tra di loro.

### A. Diffusione ed equilibrio

Per un banale motivo di *diffusione*, cioè per il semplice fatto che c'è un gradiente di densità dei portatori di carica liberi, dato che da una parte (p) c'è un eccesso di lacune e dall'altra (n) un eccesso di elettroni, si avrà immediatamente dopo il contatto uno spostamento di cariche: le lacune tenderanno a diffondere nel materiale drogato n, gli elettroni nel materiale drogato p.

Questo processo di diffusione (segue la legge di *Fick*, come tutte le diffusioni dovute a gradiente di densità), a cui è associata una corrente, procederà fino al rapido raggiungimento di una condizione di equilibrio dovuto alla formazione di un campo elettrico che si oppone all'ulteriore migrazione di carica. Infatti un portatore di carica che migra dalla regione in cui era inizialmente posto per attraversare l'interfaccia e diffondere nell'altra, lascia una carica di segno opposto nella posizione di partenza. Per intenderci, un elettrone originariamente nella regione n lascia in questa stessa regione uno ione positivo. Di conseguenza, in questa regione si forma un eccesso di carica positiva, così come nell'altra si forma un eccesso di carica negativa: il campo elettrico risultante da questo eccesso di carica (di un segno e dell'altro) ha un verso che si oppone al moto di diffusione delle cariche.

L'equilibrio sarà raggiunto quando non ci sarà più movimento di carica. A causa della presenza del campo elettrico, questo implica che ci sia una regione, attorno, o attraverso, l'interfaccia, *priva di cariche libere*: questa regione si chiama *regione di svuotamento*, o di *depletion* (o anche *di carica spaziale*, termine evocativo di quanto discuteremo qui di seguito), e normalmente si definisce la giunzione come un volume che comprende anche la regione di svuotamento; questo è il motivo per cui è bene servirsi del termine giunzione metallurgica per indicare giusto l'interfaccia. Come troveremo un po' meglio nella prossima sezione, lo spessore della regione di svuotamento è normalmente molto ridotto.

Vediamo lo stesso meccanismo sotto un punto di vista leggermente diverso. Supponiamo allora di avere un elettrone che diffonde attraverso l'interfaccia per andare nella regione p. Qui incontra probabilmente una lacuna con cui si ricombina e quindi si “accasa” in un sito. Dunque la carica *libera* si annulla, visto che non sono più disponibili né l'elettrone, né la lacuna. Però questa lacuna corrispondeva a un atomo accettore, ovviamente localizzato, cioè fisso nello spazio. Dopo la ricombinazione, questo atomo accettore troverà attorno a sé un eccesso di carica negativa. Di conseguenza nella regione di svuotamento all'equilibrio non c'è carica libera, ma c'è *comunque un eccesso di carica fissa*, in questo caso di segno negativo.

Mano a mano che il processo procede verso l'equilibrio, nella parte p si viene a formare un eccesso di carica negativa, e in quella n un eccesso di carica positiva. È facile rendersi conto che il campo elettrico che si forma per la presenza di questi eccessi di carica, detto di *built-in* perché spontaneamente creato nella giunzione, ha un verso tale da opporsi al movimento di diffusione: questo è il motivo per cui si raggiunge una situazione di equilibrio.

Osservazione ovvia, ma importante: nella realtà microscopica questo equilibrio è *dinamico* (o cinetico), cioè il moto di diffusione, per esempio degli elettroni dalla regione n a quella p, prosegue continuamente per tante buone ragioni (la temperatura diversa da zero, o altre fluttuazioni), ma esso è continuamente bilanciato dal movimento in verso opposto dei portatori di carica minoritari (elettroni nella regione p che stiamo considerando). Median-

do spazialmente e/o temporalmente si può affermare di raggiungere una condizione di equilibrio macroscopico.

## V. PROBLEMINO DI ELETTROSTATICA

Risolviamo, facendo uso di pesanti approssimazioni e limitandoci a una descrizione unidimensionale, il problemino di elettrostatica che è associato alla situazione considerata. Normalmente questo problemino è un esercizio standard di elettrostatica, ma vale comunque la pena di soffermarsi brevemente.

Modelliamo il nostro sistema come indicato in Fig. 3(a): nella regione p supponiamo di avere un eccesso di carica *negativa fissa* (all'equilibrio carica libera non ci può più essere, come stabilito in precedenza) e in quella n di avere un eccesso di carica *positiva fissa* con densità  $\rho_p$  (supposta in questo modello uniforme), e in quella n di avere un eccesso di carica *positiva fissa* con densità  $\rho_n$  (supposta in questo modello uniforme). Se ripensiamo all'origine microscopica di questi eccessi di carica e teniamo conto del loro segno, possiamo facilmente affermare che  $\rho_p = -en_p$  e  $\rho_n = en_n$ , con  $e$  carica elementare (positiva), e  $n_p$  e  $n_n$  densità rispettive degli accettori nella regione p e dei donori in quella n. Si tratta quindi di parametri di fabbricazione della giunzione ed è interessante notare che agendo sulla concentrazione dei droganti e sulla sua distribuzione spaziale è possibile ingegnerizzare in maniera molto specifica il comportamento della giunzione.

Osservate che il risultante grafico della  $\rho$  in funzione della coordinata  $x$  diretta lungo l'asse della giunzione, e tale che  $x = 0$  corrisponde all'interfaccia, ha andamenti "ripidi" che sono frutto della modellizzazione semplificata: andamenti più realistici dovrebbero prevedere una forma di smussamento degli spigoli, cioè densità di carica non uniformi. Inoltre notate che non è necessariamente vero  $|\rho_p| = |\rho_n|$ , dato che non è necessariamente vero  $n_p = n_n$ : le due regioni della giunzione sono infatti diverse, cioè costruite in modo diverso. Per garantire la neutralità dell'intero sistema, possiamo invece supporre che la quantità di carica complessiva sia nulla: se  $n_p \neq n_n$ , questo implica una regione di svuotamento, o, se preferite, giunzione tout-court, asimmetrica, estesa maggiormente nella regione in cui la densità di drogante è minore.

L'equazione di Poisson per il campo  $E$  (non usiamo il segno di vettore perché esaminiamo un problema unidimensionale), scritta nella sola direzione  $x$ , cioè la  $dE/dx = \rho/\epsilon$ , recita

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{en_p}{\epsilon} \text{ regione p } (x < 0) \quad (1)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_n}{\epsilon} \text{ regione n } (x > 0) . \quad (2)$$

Il nostro modello prevede che la costante dielettrica, indicata con  $\epsilon$ , sia uniforme in tutta la giunzione e pone  $\rho = 0$  per  $x = 0$ , cioè sul piano di interfaccia non c'è alcun eccesso di carica.

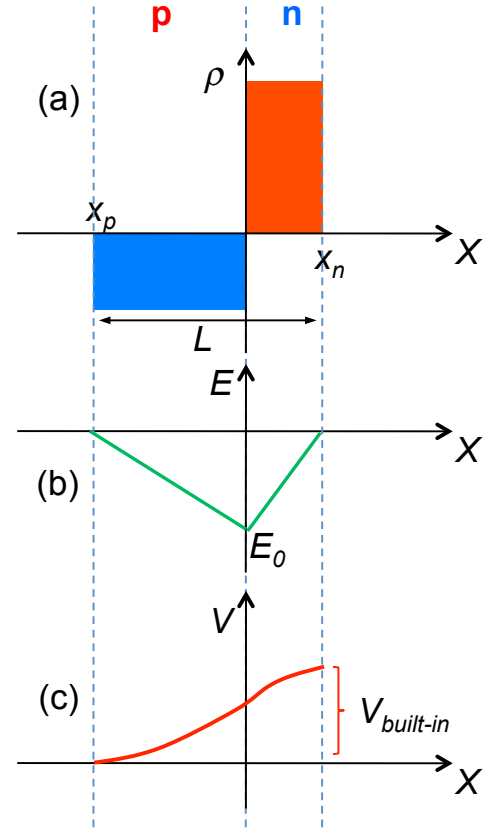


Figura 3. Visione schematica e qualitativa della densità di carica (a), del campo (b), e della differenza di potenziale (c) rappresentati in funzione della coordinata  $x$  per la giunzione p-n (p a sinistra, n a destra) considerata nel testo. Nel pannello (c) si è posto nullo il potenziale per  $x \leq x_p$ ; il simbolo  $V_{built-in}$  indica il potenziale di built-in.

Integrando le Eqs. 1, 2 tra gli estremi  $x_p, 0$  per  $x < 0$ , e  $0, x_n$  per  $x > 0$ , e supponendo ragionevolmente che il campo sia continuo all'interfaccia ( $E_0^- = E_0^+ = E_0$  per  $x \rightarrow 0^-$  e  $x \rightarrow 0^+$ ), si ottiene

$$-E_{x=x_p} + E_0 = \frac{en_p}{\epsilon} x_p \quad (3)$$

$$E_{x=x_n} - E_0 = \frac{en_n}{\epsilon} x_n . \quad (4)$$

Nelle condizioni che stiamo supponendo (giunzione all'equilibrio e *non polarizzata*, termine che chiariremo nel seguito), è ragionevole porre le condizioni al contorno (sul campo)  $E_{x=x_p} = E_{x=x_n} = 0$ , da cui

$$E_0 = \frac{en_p}{\epsilon} x_p = -\frac{en_n}{\epsilon} x_n , \quad (5)$$

che, notate, indica un campo negativo e che dà, come conseguenza, la condizione di neutralità  $|n_p x_p| = |n_n x_n|$  già incontrata prima.

Nell'ambito di questo modello, lo spessore  $L = (x_n - x_p)$  della regione di svuotamento è legato al valore di  $E_0$  attraverso la densità di drogaggio nelle due regioni

e la costante dielettrica, entrambi specifici del sistema considerato. Si ottiene infatti

$$L = -\frac{\epsilon E_0}{e} \left( \frac{1}{n_n} + \frac{1}{n_p} \right); \quad (6)$$

dunque aumentando la densità del drogante si ottiene una riduzione dello spessore della regione di svuotamento.

### A. Campo e potenziale

Integrando le Eqs. 1, 2 tra  $x$  generico e zero in tutte e due le regioni, e tenendo conto di quanto trovato, si ottiene con pochi passaggi

$$E(x) = \frac{en_p}{\epsilon} (x_p - x) \text{ regione p } (x < 0) \quad (7)$$

$$E(x) = \frac{en_n}{\epsilon} (x - x_n) \text{ regione n } (x > 0). \quad (8)$$

Si vede allora che in questo modello l'intensità del campo elettrico è una funzione lineare della coordinata  $x$  all'interno delle singole regioni e segue l'andamento di Fig. 3(b).

Determiniamo ora la differenza di potenziale  $\Delta V_{junct}$ , e quindi la differenza di energia  $\Delta U = e\Delta V_{junct}$ , tra i due estremi della regione di svuotamento, ovvero attraverso la giunzione. Si ha

$$\begin{aligned} \Delta V_{junct} &= - \int_{x_p}^{x_n} E(x) dx = -\frac{e}{\epsilon} \left[ \int_{x_p}^0 n_p (x_p - x) dx + \int_0^{x_n} n_n (x - x_n) dx \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

$$+ \int_0^{x_n} n_n (x - x_n) dx \quad (10)$$

Svolgendo i calcoli, si ottiene

$$\Delta V_{junct} = \frac{e}{2\epsilon} (n_p x_p^2 + n_n x_n^2). \quad (11)$$

Poichè nelle regioni del sistema al di fuori della regione di svuotamento abbiamo ragionevolmente supposto campo nullo, questa è anche la d.d.p. che esiste tra l'estremo "sinistro" (regione p) e quello "destro" (regione n) dell'intero sistema.

In condizioni di equilibrio, c'è allora una differenza di potenziale positiva per una carica positiva che si volesse muovere dalla regione p a quella n: infatti, all'equilibrio, questo movimento non avviene più. Si dice allora che esiste una *barriera di potenziale* di altezza  $\Delta V_{junct}$ , corrispondente a una differenza di energia  $e\Delta V_{junct}$ , tra i due estremi della giunzione. Spesso questa differenza di potenziale si chiama *potenziale di built-in*,  $V_{built-in}$ , dato che essa ha origine dalla creazione della giunzione all'equilibrio. Senza entrare nei dettagli, che richiedono un po' di visione quantistica, ci accontentiamo di sottolineare che  $V_{built-in}$  dipende soprattutto dal materiale e, nel silicio, si ha  $V_{built-in} \simeq 0.7$  V.

Naturalmente il *potenziale* elettrico nella regione di svuotamento dipende dalla coordinata  $x$ , come si può facilmente determinare integrando l'Eq. 9 tra  $x_p$  e  $x$  generico. Avendo scelto (arbitrariamente) nullo il potenziale

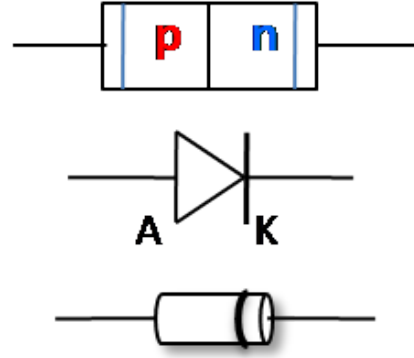


Figura 4. Rappresentazione della giunzione p-n, simbolo del diodo, ed esempio di diodo munito di involucro esterno, con una fascetta a indicare il catodo.

per  $x \leq x_n$ , si ottiene con un po' di passaggi la seguente espressione per  $V(x)$ :

$$V(x) = \frac{e}{2\epsilon} n_p (x_p - x)^2 \text{ regione p } (x < 0) \quad (12)$$

$$V(x) = \frac{e}{2\epsilon} [(n_p x_p^2 + n_n x_n^2) - n_n (x - x_n)^2] \quad (13)$$

$$\text{regione n } (x > 0), \quad (14)$$

Questo potenziale è di norma sempre crescente: un andamento è rappresentato in Fig. 3(c).

Infine, avendo stabilito che per il silicio tipicamente  $\Delta V_{junct} = V_{built-in} \simeq 0.7$  V, possiamo stimare, nell'ambito del nostro modello, lo spessore  $L$  della regione di svuotamento. Nel caso, semplice,  $n_p = n_n = n$ , e dunque  $x_p = x_n$ , si ha infatti da Eq. 11  $L = \sqrt{2\epsilon V_{built-in}/(en)}$ ; il valore numerico, calcolato usando  $\epsilon_{r,Si} = 11.7$ , fornisce per esempio una stima  $L \simeq 300$  nm per  $n = 10^{16}$  at/cm<sup>3</sup>, e  $L \simeq 30$  nm per  $n = 10^{18}$  at/cm<sup>3</sup>, che costituiscono una valutazione molto grossolana, vista la semplicità del modello, dello spessore della regione di svuotamento, ma sono in ragionevole accordo con previsioni più accurate.

## VI. DIODO

Un diodo a giunzione p-n è sostanzialmente una giunzione di quelle esaminate finora con due elettrodi conduttori alla fine delle parti di semiconduttore p e n, e due fili, o terminali, o reofori, che ne escono. Il diodo è un componente circuitale a due terminali, evidentemente non intercambiabili fra di loro. Il simbolo, rappresentato in Fig. 4, è infatti asimmetrico (la freccia, come capiremo fra breve, indica la direzione di passaggio della corrente): la parte costituita dal semiconduttore p si chiama *anodo* (A), quella n *catodo* (K). Il terminale corrispondente al catodo è normalmente indicato sull'involucro esterno (in genere cilindrico) con una fascetta, ma ci sono anche tante altre convenzioni, dipendenti anche dalla forma dell'involucro.



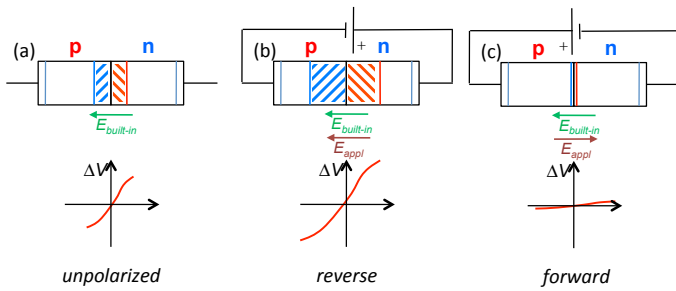


Figura 5. Rappresentazione schematica dell'eventuale collegamento con il generatore di d.d.p. esterno (prodotta esternamente e “applicata” al diodo), della distribuzione di carica nella giunzione e della barriera di potenziale  $\Delta V$  tra i terminali nei casi di diodo non polarizzato (a), polarizzato inversamente (b) e direttamente (c). I vettori  $E_{built-in}$  e  $E_{appl}$  indicano rispettivamente le direzioni e i versi del campo di built-in e dell'eventuale campo legato all'applicazione della d.d.p. esterna. Le regioni tratteggiate rappresentano le zone in cui si trovano cariche fisse (regioni di *carica spaziale*), con segno identificato dal colore (blu e rosso rispettivamente per negativo e positivo).

### A. Diodo non polarizzato e polarizzazione

Nell'uso circuitale, a un diodo può essere applicata la d.d.p. di un generatore esterno; si può quindi formare un circuito attraverso il quale può passare una certa corrente. I terminali del diodo servono proprio per queste funzioni: quando essi non sono collegati a nulla, ovvero non c'è alcuna d.d.p. “esterna” applicata, la giunzione assume le condizioni di equilibrio di cui alla sezione precedente. Si dice in questo caso che il diodo è *non polarizzato*, altrimenti si dice che si è applicata al diodo una certa *polarizzazione*.

In assenza di polarizzazione, il campo elettrico di built-in è orientato dalla regione n a quella p, cioè dal catodo all'anodo. Esso è in grado di bloccare (all'equilibrio) la diffusione dei portatori di carica, in accordo con quanto determinato in precedenza. La situazione è schematicamente rappresentata in Fig. 5(a), che mostra anche l'andamento qualitativo della differenza di potenziale tra catodo e anodo, in cui si nota la presenza di una barriera di potenziale. In queste condizioni ovviamente non c'è passaggio di corrente attraverso la giunzione.

Osserviamo che la configurazione di carica che abbiamo supposto produce effetti sostanzialmente simili a quelli dovuti alle cariche che si trovano sulle armature di un condensatore piano parallelo, in particolare la formazione di un campo elettrico omogeneo. Fate attenzione, però, al fatto che nella regione di svuotamento esistono eccessi di carica (comunque fissa e non mobile), cosa che si suppone impossibile in un condensatore convenzionale.

### B. Polarizzazione inversa

Si dice che il diodo è posto a *polarizzazione inversa* quando ai suoi terminali è applicata una d.d.p. esterna, cioè prodotta dall'esterno, orientata in modo che il polo negativo sia collegato al terminale della regione p, cioè all'anodo, e quello positivo al terminale della regione n, cioè al catodo.

L'applicazione di questa d.d.p. produce, o corrisponde a, un campo elettrico nella zona compresa tra gli elettrodi, che, in prima approssimazione, possiamo considerare uniforme. Come mostrato in Fig. 5(b), questo campo è parallelo a quello generato per built-in nella giunzione. Senza entrare in aspetti modellistici e ripetere qualcosa di simile ai calcoli necessari per la soluzione del problema affrontato sopra (cosa che siete caldamente invitati a fare), possiamo limitarci a considerare l'effetto di questo campo sulla barriera di potenziale esistente tra i due lati della giunzione, cioè tra i due terminali del diodo: si conclude facilmente che, in queste condizioni, l'altezza della barriera di potenziale viene aumentata.

C'è poi, a livello qualitativo, un altro effetto notevole: nella descrizione di modello che stiamo adottando, l'applicazione della d.d.p. in polarizzazione inversa *aumenta lo spessore della regione di svuotamento*. Il campo prodotto dalla d.d.p. esterna tende infatti a “richiamare” verso i rispettivi elettrodi le lacune nella regione p e gli elettroni nella regione n. Queste cariche sono quelle coinvolte nei processi di ricombinazione che seguono la diffusione: per intenderci, gli elettroni che diffondono nella regione p, quando la polarizzazione è inversa, incontrano comparativamente meno (una densità minore di) lacune, poiché queste si sono spostate verso l'anodo, cioè lontano dall'interfaccia. Pertanto questi elettroni possono penetrare, per diffusione, più in profondità nella regione p prima di ricombinare. Alla fine, la regione di svuotamento risulta più estesa, ovvero più spessa, come indicato schematicamente in Fig. 5(b). In un certo senso, il campo elettrico applicato alla giunzione nel caso di polarizzazione inversa tende a “favorire” gli effetti della diffusione responsabili per la creazione della regione di svuotamento.

Osservate un interessante effetto collaterale nel diodo polarizzato inversamente. Come già affermato, la presenza del campo elettrico di built-in nella regione di svuotamento fa somigliare la configurazione considerata a quella di un condensatore ad armature piane e parallele. Polarizzando inversamente si aumenta l'equivalente dello spessore di dielettrico tra le armature del condensatore, cioè diminuisce la *capacità del condensatore costituito dalla giunzione*. Pur nella sua semplicità, questa affermazione trova riscontro nel funzionamento dei cosiddetti *diodi varicap*, usati proprio come condensatori variabili comandati dalla d.d.p. di polarizzazione inversa.

In condizioni di polarizzazione inversa, a causa della presenza di una barriera di potenziale, ci si aspetta che non scorra corrente attraverso la giunzione, e dunque attraverso il circuito formato da diodo e generatore. In

realtà, però, si deve assumere la possibilità che ci sia una corrente, molto debole, in grado di scorrere nel circuito. Questa corrente non potrà essere fatta di portatori maggioritari, il cui movimento è impedito dalla barriera di potenziale. Però, come abbiamo ampiamente discusso, in tutte e due le parti della giunzione esiste una densità piccola, ma non nulla, di portatori *minoritari*, che possono messi in movimento dal campo prodotto dal generatore.

La debole corrente che si osserva in queste condizioni si chiama *corrente di saturazione inversa*, dove il termine saturazione suggerisce che essa non dipende dalla d.d.p. applicata (purché del segno giusto). Essa è spesso così piccola da poter essere trascurata in molte applicazioni pratiche. Tuttavia, come accenneremo in seguito, esiste un ulteriore effetto che rende possibile avere una corrente inversa molto intensa per valori della d.d.p. generalmente elevati, cioè dell'ordine di diverse decine di V.

### C. Polarizzazione diretta

La *polarizzazione diretta* si realizza collegando un generatore di d.d.p. esterna con il polo positivo al lato p (anodo) e quello negativo al lato n (catodo). È immediato intuire che gli effetti sono opposti a quelli discussi per la polarizzazione inversa.

Infatti, il campo dovuto all'applicazione della d.d.p. esterna è in questo caso anti-parallelo rispetto a quello di built-in. Di conseguenza la barriera di potenziale tra i due lati della giunzione si abbassa, in maniera tanto più marcata quanto maggiore è la d.d.p. applicata al diodo in polarizzazione diretta, vedi Fig. 5(c). Al di sopra di un certo valore di questa d.d.p., detto valore di *tensione di soglia*,  $V_{thr}$ , il diodo *entra in conduzione*, cioè lascia passare rilevanti intensità di corrente, dove per "rilevanti" si può intendere ben maggiori dell'intensità di saturazione inversa (accenneremo in seguito a valori tipici).

La tensione di soglia è, come facile intuire, dello stesso ordine di grandezza di  $V_{built-in}$ , anche se non esattamente corrispondente a questa a causa di diversi aspetti di dettaglio che non esaminiamo qui. Osservate che molto spesso si dice che la giunzione è *polarizzata direttamente* solo quando il diodo è entrato in conduzione: questo può creare confusione rispetto alle situazioni sperimentali di polarizzazione diretta *sotto soglia*, in cui la corrente che attraversa la giunzione e interessa il circuito è comparativamente piccola.

Due osservazioni sottili, ma rilevanti:

- ripetendo i ragionamenti presentati in precedenza per la giunzione polarizzata inversamente, è chiaro che si può giungere ad affermare che lo spessore della giunzione tende a diminuire quando la polarizzazione è diretta. Si potrebbe quindi azzardare che lo spessore diventi nullo, cioè, intuitivamente, non ci sia più giunzione, quando si arriva alla tensione di soglia. Questa conclusione non è corretta per vari motivi.

- Il motivo più evidente a supporto della necessità che esista sempre e comunque un certo spessore associato alla regione di svuotamento discende dal fatto che, come è evidente tenendo conto dei versi del campo elettrico prodotto dal generatore, le cariche coinvolte nel processo di conduzione in polarizzazione diretta sono sempre e solo *portatori maggioritari*. Facendo riferimento alla Fig. 5(c), in queste condizioni della carica positiva entra nella regione p dalla sinistra di figura, per cui ci sono delle lacune che viaggiano in questa regione verso l'interfaccia. Nella regione n, invece, ci sono degli elettroni che entrano dalla destra di figura e si muovono verso l'interfaccia. Dunque i portatori di carica coinvolti nel processo "cambiano segno" passando attraverso l'interfaccia. Questo può avvenire solo invocando la ricombinazione che, come affermato sopra, deve necessariamente avvenire nella regione di svuotamento, che quindi, per quanto di spessore ridotto, deve esistere in prossimità della giunzione metallurgica.

Studiando il comportamento del transistor bipolare a giunzione, vedremo come la presenza di una regione di svuotamento con una densità finita di drogante sia coinvolta nel verificarsi del cosiddetto effetto transistor, da cui discendono tante conseguenze di enorme rilevanza pratica.

## VII. MODELLO DI SHOCKLEY E CURVA CARATTERISTICA

La descrizione fatta finora permette di cogliere gli aspetti più eclatanti del funzionamento di un diodo a giunzione p-n: il passaggio di corrente attraverso questo componente dipende evidentemente dal segno della d.d.p. applicata, e anche, nel caso di polarizzazione diretta, dal valore di tale d.d.p., che deve superare una certa soglia per avere un consistente passaggio di corrente.

È altrettanto evidente che quello della giunzione p-n è un ottimo esempio di *comportamento non ohmico*: infatti la legge di Ohm, che vale per esempio nel caso dei conduttori, e dunque dei resistori che ne fanno uso, prevede una dipendenza lineare tra corrente e tensione applicata, a prescindere dal segno.

La verifica del comportamento ohmico o non ohmico di un componente si esegue agevolmente tracciando la *curva caratteristica I-V* del componente stesso, cioè osservando l'andamento dell'intensità di corrente in funzione della d.d.p. applicata, segno compreso. Nel caso di componenti a due terminali (si chiamano qualche volta *bipoli*) non c'è alcuna ambiguità e si capisce benissimo di quale tensione e quale corrente si parli.

Una ragionevole descrizione analitica della curva caratteristica, almeno per determinati regimi di operazione, è data dal *modello di Shockley*, originariamente sviluppato per interpretare le prime giunzioni costruite, basate su germanio invece che su silicio. La fisica che sta dentro il



modello di Shockley prevede un po' di meccanica quantistica e, soprattutto, una descrizione statistica dei portatori di carica che non possiamo, né vogliamo, affrontare qui. Ci limitiamo allora a scrivere l'equazione analitica della curva caratteristica ottenuta da questo modello:

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{\Delta V}{\eta V_T}\right) - 1 \right]. \quad (15)$$

Nell'equazione,  $\Delta V$  indica la d.d.p., o tensione, applicata al diodo, mentre  $I_0$  coincide praticamente con l'intensità di corrente di saturazione inversa citata in precedenza. Il fattore che è al denominatore dell'esponenziale contiene un parametro "ingegneristico",  $\eta$ , che dipende dai dettagli costruttivi e soprattutto dal materiale della giunzione (vale uno per il germanio e circa 2 per un ordinario diodo al silicio), e la d.d.p.  $V_T$ . Questa è legata alla temperatura  $T$  a cui si trova la giunzione attraverso la seguente relazione:

$$eV_T = k_B T, \quad (16)$$

con  $k_B$  costante di Boltzmann. A temperatura ambiente ( $T \simeq 300$  K), il secondo membro dell'equazione vale  $k_B T \simeq 1/40$  eV, valore da ricordare a vita, per cui si ha  $V_T \simeq 26$  mV.

Il grafico della curva caratteristica corrispondente, costruito analiticamente e mostrato come esempio in Fig. 6 separatamente per  $\Delta V > 0$  e  $\Delta V < 0$ , ha le seguenti caratteristiche salienti:

- per  $\Delta V < 0$  tende rapidamente al valore  $-I_0$ : per gli ordinari diodi al silicio in uso in laboratorio, per esempio il modello 1N914, si ha  $I_0 \sim 1 - 10$  nA, che illustra bene il significato di "molto piccola" che abbiamo usato in precedenza per definire la corrente di saturazione inversa.
- La corrente è nulla per  $\Delta V = 0$ , ovviamente e in accordo con quanto affermato per la giunzione non polarizzata.
- Per  $\Delta V > 0$  l'intensità di corrente si mantiene relativamente bassa fino a una sorta di *ginocchio*, al di sopra della quale il comportamento esponenziale diviene evidentermente: in questo regime il termine esponenziale in Eq. 15 prevale grandemente sul termine  $-1$ .
- Il ginocchio di cui sopra indica in modo chiaro l'esistenza di una tensione di soglia  $V_{thr}$ ; tuttavia, anche facendo uso del modello di Shockley,  $V_{thr}$  rimane indeterminato (si può solo affermare che, per un ordinario diodo al silicio, è tipicamente  $V_{thr} \sim 0.45 - 0.65$  V). Infatti è evidente che la collocazione del ginocchio nel grafico I-V dipende dalla scala del grafico stesso. Non esiste una definizione univoca per  $V_{thr}$ , che qualche volta viene fatto corrispondere al valore di tensione in cui  $I$  raggiunge l'1% del valore di intensità di corrente massima

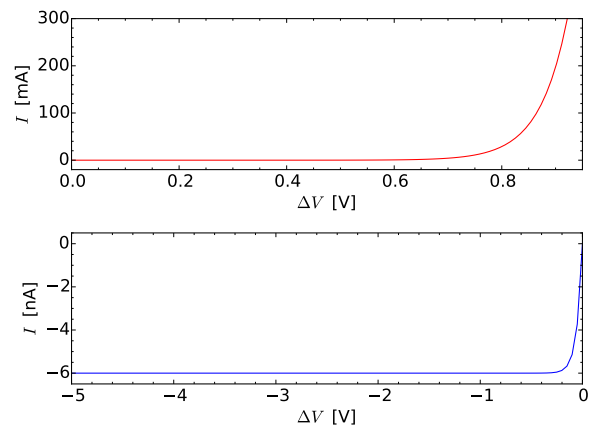


Figura 6. Grafico dell'Eq. 15 calcolato per  $I_0 = 6$  nA,  $\eta = 2$ ,  $V_T = 26$  mV: il pannello superiore si riferisce a  $\Delta V > 0$  (polarizzazione diretta), con limite, scelto per chiarezza, a  $\Delta V = 0.95$  V; quello inferiore a  $\Delta V < 0$  (polarizzazione inversa), con limite a  $\Delta V = -5$  V. Notate le diverse scale verticali dei due grafici (mA e nA per polarizzazione rispettivamente diretta e inversa).

tollerata dal componente, come dichiarata dal costruttore. Per i diodi ordinari in uso in laboratorio tale intensità massima è dell'ordine di 300 mA, per cui dall'Eq. 15, supponendo  $I_0 = 6$  nA,  $\eta = 2$  e  $T = 300$  K, si ricava  $V_{thr} \sim 0.66$  V.

- Un'ovvia conseguenza del comportamento fortemente non lineare del diodo, e, in generale, di tutte le giunzioni p-n, è che la *resistenza effettiva* della giunzione *dipende marcatamente* dalle condizioni di lavoro, in particolare dalla corrente che attraversa il componente. Infatti la resistenza è definita dal rapporto tra d.d.p.  $\Delta V$  e intensità di corrente  $I$ , che è rilevante per basse correnti (o basse tensioni), mentre tende a divenire trascurabile sopra soglia.

## A. Ulteriori precisazioni sulla caratteristica I-V

Benché l'Eq. 15 descriva piuttosto bene la maggior parte delle situazioni sperimentali in cui si fa uso di diodi a giunzione p-n, essa non è accurata nel prevedere il comportamento in determinate condizioni, in particolare per giunzioni fortemente polarizzate negativamente e per elevate correnti in polarizzazione diretta.

### 1. Breakdown ed effetto Zener

Per  $\Delta V$  molto negativo, cioè  $\Delta V < V_{br}$  (con  $V_{br} \sim -80 - -100$  V, nei diodi al silicio di uso comune) i portatori minoritari coinvolti nella conduzione inversa possono raggiungere velocità di deriva molto elevate. Infatti il

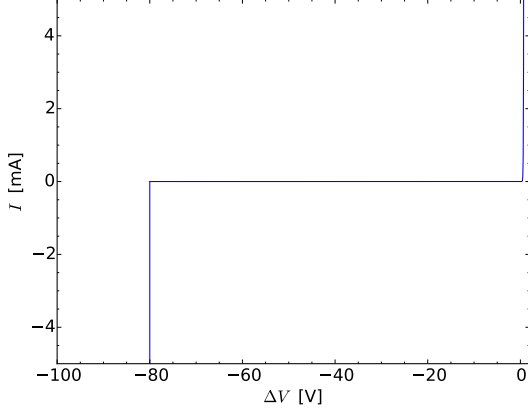


Figura 7. Rappresentazione semi-qualitativa del comportamento della curva I-V per polarizzazione inversa fino a valori dell'ordine di  $V_{br}$ , qui scelto  $V_{br} = -80$  V, come tipicamente riscontrato negli ordinari diodi al silicio.

campo elettrico dovuto alla d.d.p. applicata può diventare molto intenso, vista la piccola lunghezza complessiva del dispositivo, tipicamente ben sotto 1 mm (ricordate che il campo, approssimando il sistema come un condensatore a simmetria piana, dipende inversamente dalla distanza tra gli elettrodi, cioè la “lunghezza” di cui sopra). In queste condizioni si può avere un fenomeno di *breakdown* dovuto alla ionizzazione degli atomi del reticolo cristallino per collisione con i portatori di carica, la cui densità aumenta in un processo a valanga che, di fatto, annulla la resistenza della giunzione.

Osservate che questo fenomeno non può verificarsi in polarizzazione diretta, dove la d.d.p. applicata può assumere al massimo valori di poco superiori a  $V_{thr}$ , come discuteremo nel seguito. Il fenomeno di breakdown è spesso distruttivo negli ordinari diodi al silicio, però esso può essere ingegnerizzato in modo da avvenire a tensioni relativamente basse e ben controllate, dell'ordine di pochi V, senza dare luogo a danneggiamento. I dispositivi che sfruttano tale ingegnerizzazione si chiamano *diodi Zener*, e l'ingegnerizzazione che stiamo ipotizzando consiste, in sostanza, nell'innescare il processo di breakdown grazie a un meccanismo di trasporto di carica puramente quantistico, legato all'*effetto tunnel*. Il fatto di opporre una resistenza effettiva praticamente nulla per un preciso valore di d.d.p. applicata è utile per costruire dei *riferimenti di tensione*, in cui, come rappresentato in Fig. 7, la d.d.p. rimane costante a prescindere dalla corrente che passa nel dispositivo.

## 2. Resistenza interna dei semiconduttori

Un'altra modifica all'Eq. 15 può diventare rilevante quando, in condizioni di polarizzazione diretta, il diodo si trova a essere interessato da valori di  $I$  relativamente alti, per esempio a partire dalla decina di mA nei diodi

al silicio di uso comune. In queste condizioni si osserva una progressiva deviazione dall'andamento esponenziale previsto dal modello di Shockley, che tende a evolvere verso un andamento lineare (ohmico). Questa è la manifestazione della presenza di elementi resistivi, le parti “più esterne” dei semiconduttori p e n, in serie alla giunzione. Se per la giunzione la resistenza effettiva assume un valore molto piccolo, dovuto al fatto che si suppone di lavorare a  $\Delta V \gg V_{thr}$ , dove la corrente attraverso la giunzione diventa rilevante, le parti esterne del dispositivo, quelle al di fuori della regione di svuotamento (elettrodi e fili compresi), continuano a manifestare un comportamento resistivo, cioè ohmico, dovuto alla mobilità finita dei portatori di carica (maggioritari) nel semiconduttore e a qualsiasi altra resistenza di contatto. Ovviamente la resistenza associata a questi effetti è bassa, al punto che, di norma, essa diventa praticamente trascurabile per basse correnti, dove invece prevale la resistenza della giunzione.

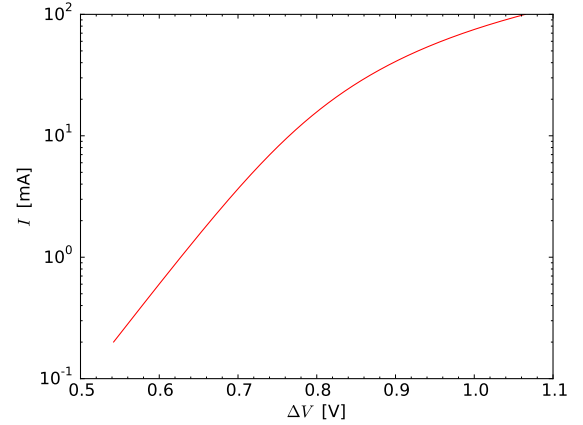


Figura 8. Grafico I-V calcolato come discusso nel testo tenendo conto della caduta di potenziale sulla resistenza dei materiali semiconduttori e dei contatti, qui assunta  $R_{int} = 2$  ohm. Si noti la scala semilogaritmica: la deviazione dall'andamento lineare evidenzia l'effetto di questa sorta di resistenza interna.

Per evidenziare gli effetti della resistenza interna, l'Eq. 15 è stata invertita per  $\Delta V > V_{thr}$ , dove  $I \sim I_0 \exp(\Delta V/(\eta V_T))$ , in modo da ottenere la d.d.p. in funzione della corrente  $I$  che attraversa il diodo (notate che, per i valori di d.d.p. considerati, il termine  $-1$  è trascurabile rispetto all'esponenziale). Quindi si è aggiunto un termine  $R_{int}I$  che tiene conto della caduta di potenziale sulla resistenza “interna”, ottenendo

$$\Delta V = \eta V_T \ln(I/I_0) + R_{int}I. \quad (17)$$

Infine, si è rappresentata in scala semilogaritmica la funzione ponendo, per analogia con i grafici precedenti,  $\Delta V$  sull'asse orizzontale e  $I$  su quello verticale. Il grafico in scala semilogaritmica è atteso avere un andamento lineare se il termine  $R_{int}$  può essere considerato trascurabile: dunque ogni variazione rispetto all'andamento lineare è segno che la resistenza interna gioca un ruolo non trascurabile.

La Fig. 8 mostra il risultato del calcolo eseguito supponendo gli stessi parametri di Fig. 6 e ponendo  $R_{int} = 2$  ohm (un valore piuttosto ragionevole per gli ordinari diodi al silicio): si riscontra un'evidente deviazione dal comportamento lineare (in carta semilogaritmica) a partire da  $I \lesssim 10$  mA. Questa deviazione è anche ben visibile nelle curve I-V riportate nei datasheet, dove spesso si impiega una rappresentazione semilogaritmica.

Benché gli effetti di  $R_{int}$  siano generalmente trascurabili a bassi valori di corrente, la presenza di una resistenza al di fuori della giunzione, e in serie con questa, può facilmente influenzare la determinazione sperimentale della tensione di soglia  $V_{thr}$  in dispositivi reali. Infatti su questa resistenza si determina una caduta di potenziale, che è normalmente responsabile per l'aumento apparente della tensione di soglia, fino a valori che spesso superano 0.7 V.

### VIII. RESISTENZA DELLA GIUNZIONE P-N

Sulla base di quanto abbiamo ripetutamente affermato a proposito dell'evidente comportamento non-ohmico del diodo a giunzione p-n, parlare di resistenza del componente può suonare fuori luogo. Infatti la resistenza di un componente ohmico è *definita* come  $R = \Delta V/I$ , relazione che implicitamente presuppone che la differenza di potenziale  $\Delta V$  ai capi del componente stesso dipenda linearmente dalla corrente  $I$  che vi fluisce attraverso. Come visto, questa dipendenza lineare non è proprio verificata nel diodo, e quindi per tale componente non si può individuare una resistenza  $R$  costante, cioè indipendente dalle condizioni di operazione.

Tuttavia fa spesso comodo utilizzare ancora il concetto di resistenza anche nel caso di un diodo, o, più in generale, di una giunzione, cosa ragionevole fatte salve, però, alcune precisazioni, come quelle che discuteremo qui nel seguito.

#### A. Retta di carico e soluzione grafica

Supponiamo di avere un circuito semplicissimo, costituito da un generatore di d.d.p. *reale*, con resistenza interna  $r$  e tensione a circuito aperto  $V_0$ , a cui è collegato un diodo; supponiamo anche che il collegamento sia realizzato in modo tale che il diodo si trovi in polarizzazione diretta e che la d.d.p. applicata al diodo sia tale da superare la soglia  $V_{thr}$ . Chiediamoci quanto vale la corrente  $I$  che fluisce nel diodo e quindi nel semplicissimo circuito considerato.

Se il diodo fosse un componente ohmico la risposta sarebbe immediata, potendo usare direttamente la legge di Ohm (ovvero le regoline dei partitori di tensione). Qui, invece, dobbiamo tenere conto del legame che esiste tra la d.d.p. ai capi del diodo, che continuiamo a chiamare  $\Delta V$ , e la corrente che fluisce nel circuito, che continuiamo a chiamare  $I$ . In sostanza, tenendo conto della caduta di

potenziale ai capi della resistenza interna del generatore, possiamo scrivere questo sistema di due equazioni:

$$V_0 = rI + \Delta V \quad (18)$$

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{\Delta V}{\eta V_T}\right) - 1 \right], \quad (19)$$

dove la prima è sostanzialmente l'applicazione della legge di Ohm alla resistenza interna del generatore, mentre nella seconda riconosciamo l'equazione di Shockley.

La soluzione del sistema, in particolare la determinazione di  $I$  essendo noti tutti gli altri parametri in gioco, richiede tipicamente un approccio numerico, data la dipendenza non lineare stabilita dal modello di Shockley. Tradizionalmente (dai tempi in cui i computer non esistevano o non erano abbastanza diffusi e le curve caratteristiche dei diodi si trovavano facilmente nei manuali) la soluzione si può ottenere in modo grafico. Basta infatti trovare l'intersezione tra la curva caratteristica I-V del diodo che si sta utilizzando con la curva, detta *retta di carico*

$$I = \frac{V_0}{r} - \frac{\Delta V}{r} \quad (20)$$

disegnata sullo stesso piano. Questa curva, che è evidentemente una retta, ha *pendenza negativa* e intercetta gli assi nei punti  $V = V_0$  e  $I = V_0/r$ , per cui è perfettamente determinata essendo noti  $V_0$  e  $r$ . L'intersezione fra la retta di carico e la curva caratteristica del diodo determina il cosiddetto *punto di lavoro*, permettendo in particolare di stabilire la *corrente di lavoro*  $I_q$  che rappresenta la corrente che passa nel circuito considerato.

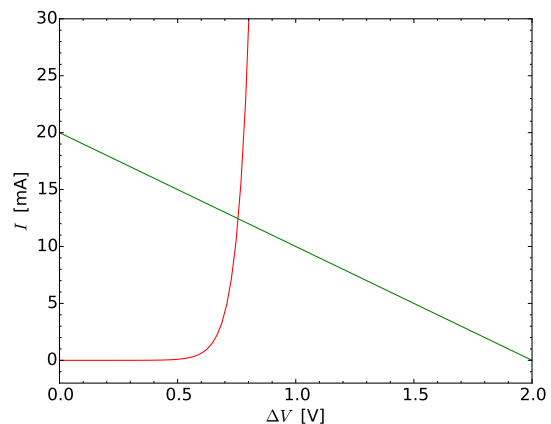


Figura 9. Esempio di soluzione grafica per la determinazione del punto di lavoro di un diodo, modellato con gli stessi parametri di Fig. 15, collegato a un generatore reale di d.d.p.  $V_0 = 2$  V (a circuito aperto) e resistenza interna  $r = 100$  ohm. La linea verde rappresenta la retta di carico e il punto di intersezione con la curva caratteristica stabilisce la corrente di lavoro  $I_q \simeq 12$  mA del diodo.

La Fig. 9 mostra un esempio di individuazione grafica: la curva caratteristica del diodo è stata calcolata usando

gli stessi parametri di Fig. 6, mentre per la retta di carico, disegnata in verde, si è supposto  $V_0 = 2\text{ V}$  e  $r = 100\text{ ohm}$ , per cui essa intercetta gli assi in  $\Delta V = 2\text{ V}$  e  $I = 20\text{ mA}$ . Il punto di incrocio fra retta di carico e curva del diodo determina la corrente di lavoro  $I_q \simeq 12\text{ mA}$ . Notate che, a causa dell'andamento esponenziale della curva caratteristica, la tensione di lavoro cambia poco anche assumendo altri parametri per la retta di carico, rimanendo sempre prossima (di poco superiore) a  $V_{thr}$  (in questo caso essa vale circa  $V_q = 0.75\text{ V}$ ). Questo comportamento si può sintetizzare affermando che, approssimativamente, la d.d.p. (o caduta di potenziale) ai capi di un diodo polarizzato direttamente si mantiene sempre simile, o poco superiore, alla tensione di soglia  $V_{thr}$ . In altre parole, un diodo polarizzato direttamente provoca una caduta di potenziale che è *sempre* prossima a  $V_{thr}$  (o di poco superiore).

### B. Resistenza dinamica della giunzione p-n

In un componente ohmico, la resistenza è definita a prescindere dalla condizioni di lavoro del componente stesso. In particolare, almeno per i regimi di frequenze di interesse per le nostre esperienze, la resistenza dei tipici resistori (non a filo) non si modifica apprezzabilmente se invece di lavorare in corrente continua si opera in alternata.

Nel caso della giunzione p-n, invece, è possibile individuare una resistenza effettiva nel caso di corrente alternata che è *diversa* rispetto a quella si ha in corrente continua. Questo aspetto è tutt'altro che irrilevante in elettronica, dato che molto spesso una giunzione è interessata da piccole variazioni alternate di d.d.p., o corrente, e la risposta a queste variazioni alternate è importante per analizzare il comportamento dei circuiti in cui la giunzione è inserita (lo verificheremo praticamente nell'esperienza con il transistor bipolare a giunzione).

Vediamo di capire qualitativamente il perché, facendo riferimento ancora all'Eq. 15, rappresentata per esempio in Fig. 9. Immaginiamo che la giunzione sia polarizzata direttamente proprio come indicato in figura, cioè che in essa scorra una certa corrente continua  $I_q$  in corrispondenza di una certa d.d.p. continua, che chiameremo qui  $V_q$  (per curiosità, il pedice  $q$  sta per *quiescent*, cioè a riposo, ovvero senza perturbazione alternata).

Supponiamo ora che a  $V_q$  sia sovrapposta una *piccola* d.d.p. alternata (non interessa soffermarsi sulla frequenza). Coerentemente con una simbologia in uso comune in elettronica, indicheremo le grandezze caratteristiche dei *piccoli* valori alternati (*ampiezze* della d.d.p. e dell'intensità di corrente associata) con le *lettere minuscole*  $v$  e  $i$ . Dunque ai capi del diodo supporremo di avere una d.d.p. di ampiezza oscillante  $V + v$ , con  $V = V_q$  costante, e la corrente che fluisce nel diodo avrà ampiezza oscillante  $I + i$ , con  $I = I_q$  costante.

A causa della ripidità della curva caratteristica del diodo, la piccola (variazione di) ampiezza di d.d.p.  $v$  potrà

produrre una relativamente grande variazione di ampiezza di corrente  $i$ . Di conseguenza, il rapporto  $v/i$  potrà essere ben diverso dal rapporto  $V_q/I_q$ , determinato in corrente continua.

Si definisce *resistenza dinamica*  $r_d$  della giunzione, ovvero del diodo che ne fa uso, il reciproco della *tangente alla curva caratteristica* determinata per il punto di lavoro considerato:

$$r_d = \left( \left| \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{I=I_q} \right)^{-1}, \quad (21)$$

dove abbiamo indicato con  $\partial V$  la variazione infinitesima della d.d.p.  $\Delta V$  ai capi del diodo. È evidente che se il punto di lavoro della giunzione è prossimo alla soglia, allora la pendenza (coefficiente angolare) della retta tangente può essere relativamente piccola, per cui la resistenza dinamica può essere relativamente grande. Invece se il punto di lavoro è oltre soglia, dove la curva caratteristica diventa considerevolmente ripida, la tangente può diventare grande e la resistenza dinamica piccola.

In ogni caso, la resistenza dinamica è generalmente diversa dalla resistenza in condizione continue, che può essere espressa, geometricamente, come il reciproco della *secante* alla curva I-V.

Supponendo valido il modello di Shockley, possiamo stimare il valore della resistenza dinamica  $r_d$ . Si ha infatti

$$\frac{\partial I}{\partial V} = \frac{\partial}{\partial V} I_0 \left[ \exp\left(\frac{\Delta V}{\eta V_T}\right) - 1 \right] \sim \quad (22)$$

$$\sim \frac{\partial}{\partial V} I_0 \exp\left(\frac{\Delta V}{\eta V_T}\right), \quad (23)$$

dove abbiamo supposto  $V > V_{thr}$  e dunque abbiamo trascurato il termine  $-1$  rispetto all'esponenziale. Calcolando la derivata e invertendo, in accordo con la definizione, si ha

$$r_d = \frac{\eta V_T}{I_0 \exp(V/(\eta V_T))} \sim \frac{\eta V_T}{I_q}, \quad (24)$$

dove abbiamo posto  $I_0 \exp(\Delta V/(\eta V_T)) \sim I_q$ .

La resistenza dinamica risulta correttamente dipendente dal punto di lavoro, in particolare dall'intensità di corrente di lavoro  $I_q$ : per fare un esempio, nelle condizioni di Fig. 9, dove si era supposto  $I_q \simeq 12\text{ mA}$ , si ha  $r_d \simeq 4\text{ ohm}$ ; se però si supponesse una corrente di lavoro, ottenuta polarizzando in modo diverso la giunzione,  $I_q \simeq 1\text{ mA}$ , si avrebbe  $r_d \simeq 50\text{ ohm}$ , mentre per  $I_q \simeq 50\text{ mA}$  (valore a cui i diodi ordinari cominciano a soffrire parecchio a causa della "dissipazione Joule" sulle resistenze dei pezzi di semiconduttore, elettrodi e fili, vedi anche Fig. 8, e il conseguente riscaldamento), si avrebbe  $r_d \simeq 1\text{ ohm}$ , valore molto difficile da ottenere sperimentalmente proprio a causa della presenza delle resistenze in serie.

La misura della resistenza dinamica del diodo può essere condotta in modo indiretto secondo quanto applicheremo in una specifica esperienza pratica in laboratorio.