

Figura 1.13: Disposizione schematica degli atomi in un piano entro un metallo, disegnata nel caso di atomi monovalenti. I punti neri rappresentano il gas di elettroni; ciascun atomo ha contribuito con un elettrone alla formazione del gas.

nella sottoshell più esterna, che è incompleta: per questo motivo si dice che è *monovalente*. Presentano questa stessa proprietà tutti i metalli alcalini (Li, Na, K, Rb, Cs).

1.4 Struttura cristallina e conduzione nei metalli

La maggior parte dei metalli e dei semiconduttori hanno una struttura cristallina. In un solido cristallino gli atomi si legano insieme in modo da realizzare un reticolo spaziale a periodicità regolare in tutte le direzioni. L'unità più piccola del reticolo che ripetuta in tre dimensioni genera l'intero cristallo prende il nome di *cella elementare* o *unitaria*. Il tipo di legame chimico fra gli atomi dipende dalla struttura elettronica degli atomi del reticolo e determina le proprietà fisiche del materiale. Esistono diversi tipi di legame chimico. Nel caso dei semiconduttori, il legame chimico è di tipo *covalente*, che consiste nella condivisione di una coppia di elettroni di valenza fra due atomi, che rimangono reciprocamente legati perché i due elettroni fra di essi condivisi determinano nel loro moto una nuvola di carica distribuita attorno ad entrambi e vengono perciò ad appartenere contemporaneamente all'uno e all'altro di essi, attratti dall'uno e dall'altro nucleo. Nel caso dei metalli, invece, gli elettroni di valenza non sono localizzati fra definite coppie di atomi ma sono uniformemente diffusi fra tutti gli atomi del reticolo. In altre parole, nei metalli il reticolo cristallino può essere pensato come formato da ioni positivi immersi in una nube di elettroni mobili diffusa per tutto il reticolo: gli elettroni mobili sono solo quelli della shell più esterna degli atomi, cioè gli elettroni di valenza: gli altri sono localizzati attorno ai singoli nuclei. La nuvola elettronica diffusa realizza il legame fra gli atomi e determina le proprietà tipiche dello stato metallico, fra cui l'elevata conducibilità elettrica. A seconda del tipo di metallo, almeno uno, talvolta anche due o tre elettroni per atomo, risultano liberi di muoversi dappertutto all'interno del metallo sotto l'azione di campi elettrici esterni.

La Figura 1.13 è una illustrazione schematica bidimensionale della distribuzione di carica entro il metallo. Le regioni ombreggiate rappresentano la carica, complessivamente positiva, del nucleo e degli elettroni interni più strettamente legati. I grossi punti neri rappresentano invece gli elettroni esterni, o di valenza, dell'atomo. Essi non appartengono più ad un particolare atomo, ma possono muoversi liberamente da un atomo all'altro nel metallo. Il metallo, cioè, viene visto come una successione periodica in tre dimensioni di ioni pesanti fortemente vincolati, permeati da uno sciame di elettroni che possono muoversi del tutto liberamente. Questa rappresentazione è nota come descrizione del comportamento di un metallo mediante il modello del *gas elettronico*.

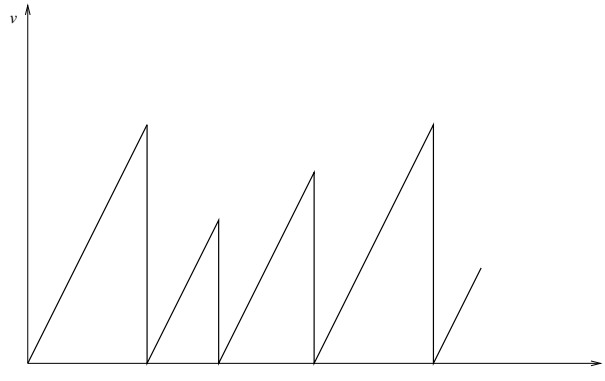


Figura 1.14: La velocità di un elettrone in un cristallo, soggetto a un campo elettrico esterno, aumenta linearmente con il tempo tra due successive collisioni; ad ogni collisione si riduce praticamente a zero.

1.4.1 Corrente di conduzione nei metalli In accordo con la teoria a gas di elettroni, in un metallo gli elettroni sono continuamente in movimento e la direzione della loro traiettoria muta ad ogni collisione con gli ioni pesanti (quasi fermi). Gli elettroni si muovono con una velocità media \bar{v}_T dovuta all'agitazione termica. La distanza media tra due collisioni, \bar{l}_T , è detta *libero cammino medio*. Il tempo medio tra due urti è indicato con τ e la frequenza media degli urti è $\nu = 1/\tau$. All'aumentare della temperatura \bar{v}_T aumenta e il tempo medio fra due urti successivi diminuisce, ossia la frequenza degli urti aumenta. In assenza di campi elettrici esterni, dato che il moto è casuale, in media il numero degli elettroni che attraversano in una direzione una sezione di area unitaria nel metallo in un dato tempo è pari al numero di quelli che la attraversano nella direzione opposta. La corrente media è dunque nulla.

Vediamo come si modifica la situazione se si applica al metallo un campo elettrico esterno \mathcal{E} . Per effetto della conseguente forza elettrica, ciascun elettrone viene accelerato e la sua velocità potrebbe crescere indefinitamente nel tempo, se non intervenissero le collisioni con gli ioni. In corrispondenza di ogni urto anelastico con uno ione, infatti, l'elettrone perde energia e cambia direzione. Avvenuta la collisione, la probabilità che l'elettrone si diriga verso una particolare direzione è uguale alla probabilità che viaggi in direzione opposta. Quindi la velocità di un elettrone, come è indicato nella Figura 1.14, aumenta linearmente nell'intervallo tra due successive collisioni e mediamente si riduce a zero dopo ogni collisione. In altre parole, ogni urto distrugge il ricordo dello stato cinetico precedente. La velocità all'istante t tra due collisioni successive vale:

$$v(t) = at + v_0 \quad (1.34)$$

con $\bar{v}_0 = 0$ e

$$a = \frac{q\mathcal{E}}{m} \quad (1.35)$$

Si raggiunge così una condizione di regime caratterizzata da un valor medio non nullo della velocità \bar{v} che prende il nome di *velocità di trascinamento*. Vogliamo ora dimostrare che essa risulta proporzionale a \mathcal{E} , cioè

$$\bar{v} = \mu \mathcal{E} \quad (1.36)$$

dove μ (che si misura in $m^2/(Vs)$) è detta *mobilità degli elettroni*. Supponiamo che la velocità di trascinamento \bar{v} sia molto piccola rispetto alla velocità \bar{v}_T dovuta all'agitazione termica, responsabile del moto disordinato degli elettroni all'interno del solido. Come abbiamo detto, a causa di tale moto disordinato gli elettroni urtano sia tra di loro sia contro gli atomi del reticolo. Se effettivamente si ha $\bar{v}_T \gg \bar{v}$, il tempo τ intercorrente in media tra due urti successivi è indipendente da \bar{v} e quindi è indipendente dal valore del campo elettrico applicato ed è uguale a

$$\tau = \frac{\bar{l}_T}{\bar{v}_T} \quad (1.37)$$

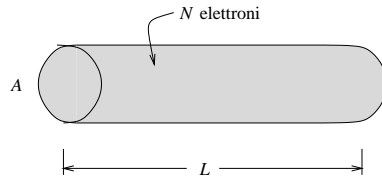


Figura 1.15: Modello impiegato per il calcolo della densità di corrente.

Allora, la velocità media è data da:

$$\begin{aligned}
 \bar{v} &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} v(t) dt + \bar{v}_0 = \\
 &= \frac{\bar{v}_T}{\bar{l}_T} \int_0^{\tau} \frac{q \mathcal{E}}{m} t dt = \\
 &= \frac{1}{2} \frac{q \mathcal{E}}{m} \frac{\bar{l}_T}{\bar{v}_T} = \\
 &= \frac{1}{2} \frac{q \mathcal{E}}{m} \tau
 \end{aligned} \tag{1.38}$$

Poiché all'aumentare della temperatura aumenta l'intensità del moto di agitazione termica ossia aumenta \bar{v}_T e diminuisce il tempo medio fra due urti successivi, ne segue che la velocità media di trascinamento diminuisce all'aumentare della temperatura. Dalla (1.38) segue che $\bar{v} = \mu \mathcal{E}$ dove

$$\mu = \frac{\bar{v}}{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \frac{\bar{l}_T}{\bar{v}_T} = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \tau \tag{1.39}$$

μ è indipendente da \mathcal{E} e, come \bar{v} , diminuisce all'aumentare della temperatura. Se invece il campo elettrico è molto intenso (diciamo dell'ordine di 1000 V/cm), non è più vero che $\bar{v}_T \gg \bar{v}$ e la mobilità viene a dipendere dal valore del campo elettrico applicato.

La velocità di trascinamento degli elettroni è diretta in verso opposto rispetto al campo elettrico. Al moto termico disordinato degli elettroni si sovrappone un moto ordinato. Questo flusso ordinato di elettroni costituisce una corrente detta di conduzione, di cui vogliamo ora determinare l'intensità. Se in un tratto di conduttore di lunghezza L (Figura 1.15) sono presenti N elettroni e se un elettrone impiega T secondi a percorrere una distanza di L metri nel conduttore, il numero totale di elettroni che attraversano una qualunque sezione trasversale del filo nell'unità di tempo è pari a N/T , e la carica totale che passa ogni secondo attraverso una sezione, che per definizione rappresenta l'intensità di corrente in ampère, vale

$$I \equiv \frac{Nq}{T} = \frac{Nq\bar{v}}{L} \tag{1.40}$$

dato che il rapporto L/T è dato dalla velocità media \bar{v} , o di trascinamento, degli elettroni e q è la carica elementare. Per definizione, la densità di corrente, indicata con il simbolo J , è l'intensità di corrente riferita all'area della sezione trasversale del mezzo conduttore. Cioè, supponendo una distribuzione uniforme della corrente

$$J \equiv \frac{I}{A} \tag{1.41}$$

dove J è espressa in A/m² e A è l'area della sezione trasversale del conduttore. Quest'equazione, usando la relazione (1.40), diventa

$$J = \frac{Nq\bar{v}}{LA} \tag{1.42}$$

Dalla Figura 1.15 risulta evidente che LA è semplicemente il volume in cui sono contenuti gli N elettroni, e quindi N/LA è il numero di elettroni n nell'unità di volume. Cioè

$$n = \frac{N}{LA} \tag{1.43}$$

Elemento	Numero atomico	Configurazione
C	6	$1s^2 2s^2 2p^2$
Si	14	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$
Ge	32	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2$
Sn	50	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^2$

Tabella 1.2: Configurazione elettronica del IV gruppo.

e l'equazione (1.42) si riduce a

$$J = n q \bar{v} \quad (1.44)$$

dove nq è la densità di carica, in C/m^3 , e \bar{v} è espressa in m/s. Dalla (1.44) si vede che la densità di corrente che attraversa un solido, per effetto di un campo elettrico esterno \mathcal{E} , dipende dalla carica dell'elettrone, dalla velocità media di trascinamento \bar{v} e dalla densità degli elettroni liberi n , parametri, questi ultimi due, che dipendono dal particolare solido. È quindi facile capire come quei solidi in cui la densità di elettroni liberi è bassa o nulla siano cattivi conduttori o addirittura isolanti. Il risultato dell'equazione (1.44) è stato dedotto indipendentemente dalla forma del mezzo conduttore. Di conseguenza, la Figura 1.15 non rappresenta necessariamente un conduttore a forma di filo; essa può rappresentare ugualmente bene una porzione di tubo a scarica a gas o un elemento di volume di un semiconduttore. Inoltre né n né v sono necessariamente costanti, potendo variare da punto a punto nello spazio o da un istante all'altro nel tempo.

Dalle equazioni (1.44) e (1.36) si ricava

$$J = n q \bar{v} = n q \mu \mathcal{E} \quad (1.45)$$

Dalla definizione di conducibilità elettrica, (eq. 1.22), segue che $\sigma = nq\mu$ e che la resistività è data da:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{\sigma} = \\ &= \frac{1}{n q \mu} = \\ &= \frac{2m}{n q^2} \frac{\bar{v}_T}{\bar{l}_T} = \\ &= \frac{2m}{q^2} \frac{1}{n} \frac{1}{\tau} = \\ &= \frac{2m}{q^2} \frac{1}{n} \nu \end{aligned} \quad (1.46)$$

Poiché in un metallo la concentrazione dei portatori di carica (gli elettroni) rimane costante con la temperatura, l'equazione (1.46) spiega perché la resistività nei metalli aumenta all'aumentare della temperatura.

1.5 Struttura cristallina e conduzione nei semiconduttori

Il silicio e il germanio sono i due semiconduttori più importanti tra quelli impiegati nei dispositivi elettronici. Essi appartengono al IV gruppo della tavola periodica degli elementi insieme al carbonio e allo stagno. La loro configurazione elettronica è indicata nella Tabella 1.2. Il germanio ha numero atomico 32 e peso atomico 72,6, il silicio ha numero atomico 14 e peso atomico 28. Tutti gli elementi appartenenti al IV gruppo hanno quattro elettroni di valenza nella shell più esterna e ciò richiede che ciascuno di essi abbia quattro atomi vicini per formare i quattro legami. La struttura cristallina del germanio e del silicio è la struttura cristallografica del diamante, in cui ogni atomo è interessato da quattro legami di tipo covalente con i primi vicini, secondo una configurazione di tipo tetraedrico che si ripete regolarmente in tre dimensioni. Questa struttura è rappresentata in tre dimensioni in Figura 1.16.

Un altro reticolo cristallino che ha numerose somiglianze con la struttura del diamante, è quello della *zincoblenda*, caratteristico di alcuni importanti semiconduttori composti formati da atomi appartenenti alla terza e quinta

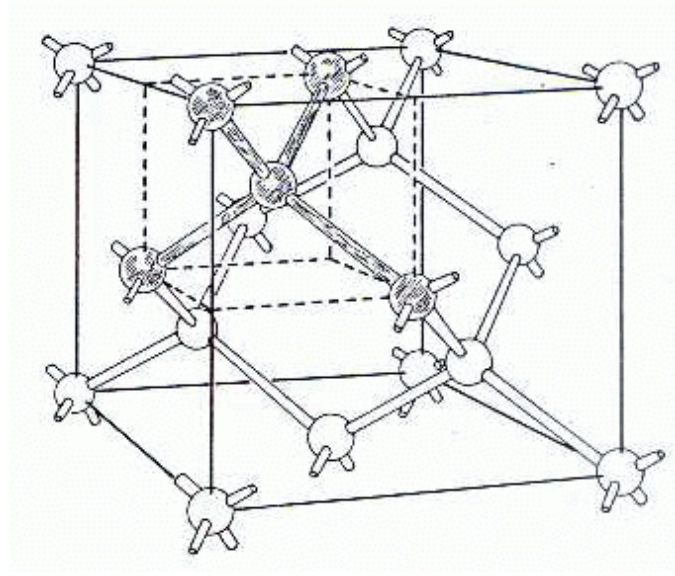


Figura 1.16: Il reticolo cristallino del diamante.

colonna della tavola periodica (detti *semiconduttori III-V*). Alcuni semiconduttori composti III-V, in particolare l'arseniuro di gallio (GaAs) e il fosforo di gallio (GaP), trovano importanti applicazioni nei dispositivi.

La struttura del diamante è rappresentata simbolicamente in due dimensioni in Figura 1.17. Il fatto che gli elettroni di valenza leghino due atomi adiacenti implica che essi siano comunque strettamente vincolati alla coppia. Quindi, nonostante siano disponibili quattro elettroni di valenza, il cristallo presenta una bassa conducibilità. Più precisamente, a temperatura molto bassa (poniamo 0 K) si è vicini alla struttura ideale della Figura 1.17, e il cristallo si comporta come un isolante, dato che non sono disponibili portatori di carica liberi di muoversi. A temperature più elevate, invece, alcuni dei legami covalenti si rompono a causa dell'energia termica fornita al cristallo (ricordiamo che $KT \simeq 26$ meV a temperatura ambiente) e si liberano elettroni che possono contribuire alla corrente quando venga applicato un campo elettrico. Questa situazione è illustrata in Figura 1.18, dove l'assenza di un elettrone nel legame covalente è rappresentata con un cerchietto. A temperatura ambiente, l'energia E_G necessaria per spezzare tale legame è circa 6,6 eV per il diamante, 1,12 eV per il silicio e 0,72 eV per il germanio. Sperimentalmente si trova che E_G diminuisce linearmente con T . Per il silicio

$$E_G(T) = 1,21 - 3,60 \times 10^{-4} T \quad (1.47)$$

e a temperatura ambiente (300 K) risulta appunto $E_G = 1,1$ eV. Analogamente, per il germanio

$$E_G(T) = 0,785 - 2,23 \times 10^{-4} T \quad (1.48)$$

e a temperatura ambiente risulta appunto $E_G = 0,72$ eV.

L'assenza di un elettrone nel legame covalente ha un significato fisico di importanza fondamentale. Consideriamo il moto degli elettroni dovuto all'agitazione termica o alla presenza di un campo elettrico esterno. Non solo si muoveranno gli elettroni liberi, ma anche quelli legati, giacché è facile che un elettrone di un legame salti in un legame adiacente non completato, lasciandosi dietro un altro legame vacante: il legame vacante si muove in direzione opposta a quella degli elettroni come se fosse un portatore di carica elettrica positiva comparabile sotto tutti gli aspetti agli elettroni liberi e prende il nome di *lacuna*. Qualitativamente, il meccanismo con cui una lacuna contribuisce alla conducibilità è il seguente: quando un legame è incompleto, e quindi esiste una lacuna, è molto facile per un elettrone di valenza di un atomo vicino lasciare il suo legame covalente per occupare questo buco. Un elettrone che si allontana da un legame per riempire una lacuna lascia una lacuna in corrispondenza della sua posizione iniziale; quindi in realtà la lacuna si muove nella direzione opposta a quella dell'elettrone. La lacuna, nella sua nuova posizione, può ora essere occupata da un elettrone proveniente da un altro legame covalente e in corrispondenza la lacuna si muoverà ulteriormente in direzione opposta al moto dell'elettrone. Si è in presenza di un meccanismo di conduzione che non coinvolge gli elettroni liberi ma gli

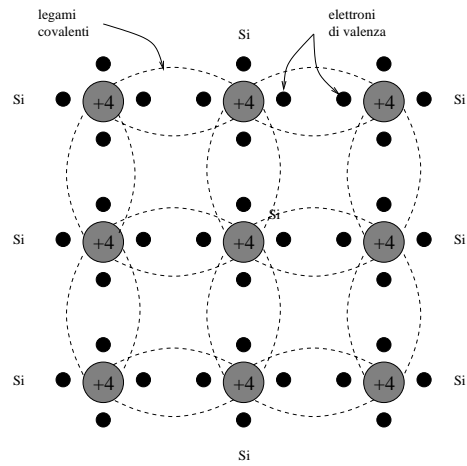


Figura 1.17: Struttura cristallina del silicio illustrata simbolicamente in due dimensioni.

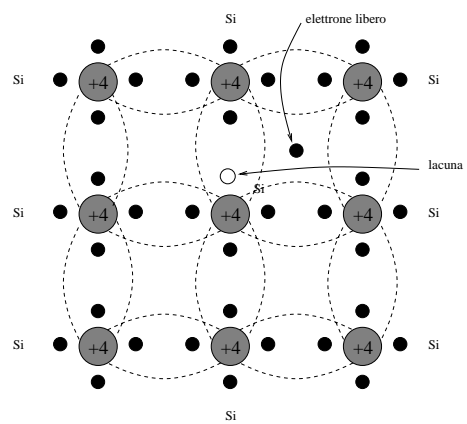


Figura 1.18: Cristallo di silicio con un legame covalente spezzato.

elettroni legati. Il moto di una lacuna in una direzione significa in realtà il trasporto di una carica negativa per un'uguale distanza, ma in direzione opposta (Figura 1.19). Per quanto concerne il flusso della corrente elettrica, la lacuna si comporta esattamente come una carica positiva di valore uguale alla carica dell'elettrone. Possiamo pensare che le lacune siano particelle fisiche libere il cui moto costituisce un flusso di corrente. Il ragionamento euristico per cui si considera la lacuna come un portatore di carica positiva libero è sperimentalmente verificato nell'effetto Hall, che vedremo, e trova una giustificazione teorica nella meccanica quantistica. Infatti, applicando la meccanica quantistica per studiare il moto entro il cristallo di un elettrone di conduzione o di una lacuna, quando sia applicato un campo elettrico esterno, si trova che è possibile trattare sia la lacuna che l'elettrone come *particelle classiche* fittizie libere, pur di assegnare loro una massa efficace, m_p^* e m_n^* rispettivamente. Nei calcoli di conduttività si utilizza $m_n^* = 0,26 m_0$ e $m_p^* = 0,386 m_0$ nel silicio e $m_n^* = 0,12 m_0$ e $m_p^* = 0,3 m_0$ nel germanio, dove m_0 è la massa dell'elettrone. Questa approssimazione risulta valida purché i campi applicati esternamente siano più deboli dei campi interni periodici prodotti dalla struttura reticolare. In altre parole, un elettrone di legame (o di valenza) non potrebbe essere trattato come una particella classica, ma questa difficoltà

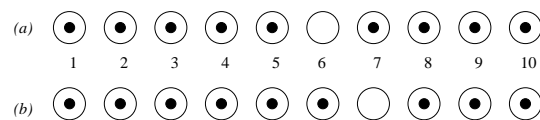


Figura 1.19: Meccanismo con cui una lacuna contribuisce alla conduttività.

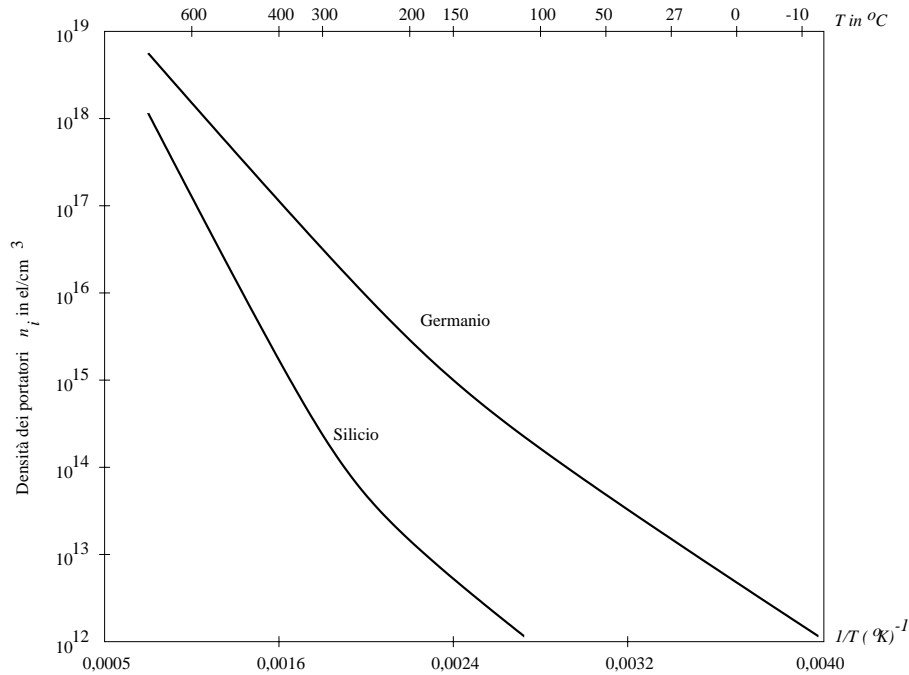


Figura 1.20: Densità dei portatori di carica in funzione della temperatura.

può essere superata ignorando gli elettroni dei legami e considerando unicamente il moto delle lacune come fossero particelle libere. L'approssimazione della massa efficace rimuove l'aspetto quantistico dal problema e consente l'uso delle leggi di Newton per determinare l'effetto delle forze esterne sugli elettroni e sulle lacune (liberi) entro il cristallo.

Introdotta il concetto di lacuna, possiamo dire che la creazione di elettroni liberi è usualmente chiamata *creazione di una coppia elettrone-lacuna*. Il fenomeno inverso, mediante il quale un elettrone libero, trovando un legame covalente precedentemente rotto, lo completa passando così ad uno stato legato, prende il nome di *ricombinazione*. L'agitazione termica continua a generare nuove coppie elettrone-lacuna mentre altre coppie elettrone-lacuna scompaiono a causa della ricombinazione; in altri termini, elettroni liberi cadono entro legami covalenti non saturi, con la conseguente perdita di una coppia di portatori mobili. Ogni coppia vive mediamente un tempo detto *tempo di vita medio*, che va da 1 a 100 μs . La vita media di un elettrone e di una lacuna è un parametro molto importante nei dispositivi a semiconduttore, poiché rappresenta il tempo necessario perché le concentrazioni di elettroni e di lacune che abbiano subito delle variazioni ritornino ai loro valori di equilibrio.

1.5.1 Semiconduttori intrinseci o puri Per definizione, in un *semiconduttore puro* o *intrinseco* la creazione di un elettrone libero comporta la creazione di una lacuna, quindi il numero di queste ultime è sempre uguale al numero di elettroni liberi. Questa uguaglianza può essere presa come definizione di semiconduttore intrinseco. La concentrazione p delle lacune deve essere uguale alla concentrazione n degli elettroni, cosicché

$$n = p = n_i \quad (1.49)$$

dove n_i è detta *concentrazione intrinseca*. A temperatura ambiente la densità media di elettroni liberi e di lacune è di circa $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ per un cristallo di germanio intrinseco, e di $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ per uno di silicio (Tabella 1.3). In pratica la densità di elettroni liberi nel germanio è circa 1.000 volte maggiore che nel silicio.

Si dimostra teoricamente che la concentrazione intrinseca n_i aumenta all'aumentare della temperatura T nel modo seguente (Figura 1.20):

$$n_i^2 = A_0 T^3 e^{-E_{GO}/KT} \quad (1.50)$$

dove K è la costante di Boltzmann, A_0 è una costante indipendente da T e E_{GO} è l'energia necessaria per rompere un legame covalente a 0 K.

Si noti che il silicio presenta una densità dell'ordine di 10^{22} atomi al cm^3 , mentre alla temperatura ambiente (300 K) è $n_i \simeq 10^{10}/\text{cm}^3$. Quindi all'incirca solo 1 atomo ogni 10^{12} fornisce un elettrone libero (e dunque una lacuna) al cristallo per rottura dei legami covalenti. Anche il germanio presenta una densità dell'ordine di 10^{22} atomi/ cm^3 , mentre a temperatura ambiente $n_i \simeq 10^{13}/\text{cm}^3$. Quindi all'incirca un atomo ogni 10^9 fornisce un elettrone libero (e dunque una lacuna) al cristallo per rottura dei legami covalenti.

1.5.2 Corrente di conduzione nei semiconduttori Per quanto detto, una differenza fondamentale tra un metallo e un semiconduttore consiste nel fatto che il primo è *unipolare* (la corrente di conduzione è composta di cariche di un solo segno, gli elettroni), mentre il semiconduttore è *bipolare* (contiene due tipi di portatori in grado di trasportare una carica elettrica, di segno opposto). In presenza di un campo esterno, quindi, la densità di corrente di conduzione J in un semiconduttore è data da

$$J = J_p + J_n \quad (1.51)$$

dove

$$J_p = q p v_p \quad (1.52)$$

$$J_n = q n v_n \quad (1.53)$$

in cui q è il valore della carica elementare, v_p e v_n sono le velocità medie relative alle lacune e agli elettroni nella direzione del campo elettrico (*velocità di drift* o *di deriva* o *di trascinamento*) e n e p sono le concentrazioni dei portatori di carica. J_p e J_n hanno lo stesso verso per il fatto che il moto delle lacune è in verso opposto a quello degli elettroni. Sostituendo la (1.52) e la (1.53) nella (1.51), si ha:

$$J = q(p v_p + n v_n) \quad (1.54)$$

Introducendo la mobilità, definita come

$$\mu_p = \frac{|v_p|}{\mathcal{E}} \quad \text{per le lacune} \quad (1.55)$$

$$\mu_n = \frac{|v_n|}{\mathcal{E}} \quad \text{per gli elettroni} \quad (1.56)$$

la (1.54) può essere scritta come

$$J = (n \mu_n + p \mu_p) q \mathcal{E} = \sigma \mathcal{E} \quad (1.57)$$

Analogamente a quanto fatto per i metalli, vediamo ora in che modo la conducibilità di un semiconduttore intrinseco dipende dalla temperatura. In un semiconduttore intrinseco, in cui $n = p \equiv n_i$, si ha

$$\sigma = q n_i (\mu_p + \mu_n) \quad (1.58)$$

Ricordando il fatto che le mobilità per il germanio e il silicio sono indipendenti dal campo elettrico fino a campi elettrici di circa 10^3 Vcm^{-1} , e utilizzando l'equazione (1.50), la (1.58) può essere riscritta come

$$\sigma = q (\mu_p + \mu_n) A_0 T^{3/2} e^{-E_{GO}/2KT} \quad (1.59)$$

che fornisce la dipendenza della conducibilità dalla temperatura e dall'energia del gap. Al crescere della temperatura, quindi, la conducibilità di un semiconduttore aumenta poiché aumenta la densità delle coppie elettrone-lacuna. In realtà, come nei metalli, anche nei semiconduttori la mobilità dipende dalla temperatura, diminuendo all'aumentare della temperatura; ma la mobilità aumenta più lentamente di quanto aumenti n_i . Infatti, la mobilità μ varia come T^{-m} entro un campo di temperature compreso tra 100 K e 400 K. Per il silicio $m = 2,5$ (2,7) per gli elettroni (le lacune), e per il germanio $m = 1,66$ (2,33) per gli elettroni (per le lacune).

Le costanti E_{GO} , μ_p , μ_n e i valori di numerose altre grandezze fisiche sono riportati nella Tabella 1.3. Notiamo che la mobilità degli elettroni è molto maggiore della mobilità delle lacune. Nel silicio, in presenza di campi elettrici normali, la mobilità delle lacune è approssimativamente $500 \text{ cm}^2/\text{V s}$, mentre quella degli elettroni è circa $1300 \text{ cm}^2/\text{V s}$. Nel Germanio i corrispondenti valori sono $1800 \text{ cm}^2/\text{V s}$ e $3800 \text{ cm}^2/\text{V s}$.

Proprietà	Ge	Si
Numero atomico	32	14
Peso atomico	72,6	28,1
Densità (g/cm ³)	5,32	2,33
Costante dielettrica (relativa)	16	12
Atomi/cm ³	$4,4 \times 10^{22}$	$5,0 \times 10^{22}$
E_{GO} eV a 0 K	0,785	1,21
E_{GO} eV a 300 K	0,72	1,1
n_i a 300 K al cm ³	$2,5 \times 10^{13}$	$1,5 \times 10^{10}$
Resistività intrinseca a 300 K in Ωcm	45	230.000
μ_n cm ² /V·s a 300 K	3.800	1.300
μ_p cm ² /V·s a 300 K	1.800	500
D_n cm ² /s = $\mu_n V_T$	99	34
D_p cm ² /s = $\mu_p V_T$	47	13

Tabella 1.3: Proprietà del germanio e del silicio.

gruppo		
III	IV	V
B	C	N
Al	Si	P
Ga	Ge	As
In	Sn	Sb
Tl	Pb	Bs

Tabella 1.4: Alcuni elementi del III, IV e V gruppo della tavola di Mendeleiev.

1.5.3 Semiconduttori estrinseci o drogati È possibile aggiungere in maniera controllata (più avanti vedremo come) ad un semiconduttore un certo numero di impurezze chimiche, opportunamente scelte, in modo da rendere $n \neq p$. In tal caso il semiconduttore si dice *estrinseco* o *drogato*. Nel caso del germanio e del silicio, le impurezze che interessano sono quelle che appartengono al III gruppo (atomi trivalenti) e al V gruppo (atomi pentavalenti), elencate nella Tabella 1.4.

Se il drogante ha cinque elettroni di valenza, si ottiene la struttura cristallina illustrata nello schema bidimensionale in Figura 1.21. Gli atomi di impurezze sostituiscono altrettanti atomi di silicio nel reticolo cristallino. Quattro dei cinque elettroni di valenza andranno a occupare altrettanti legami covalenti, mentre il quinto sarà praticamente non vincolato e quindi disponibile come portatore di carica. Più precisamente, per temperature vicine allo zero assoluto, anche il quinto elettrone è legato all'impurezza; tuttavia, è sufficiente cedergli una piccola quantità di energia per renderlo libero, lasciando uno ione positivo. L'energia necessaria per liberare questo quinto elettrone dall'atomo di impurezza è dell'ordine di soli 0,05 eV nel silicio (contro 1,12 eV del silicio intrinseco) e 0,01 eV nel germanio (contro 0,72 eV del germanio intrinseco) (vedi Tabella 1.5). Per questo motivo si assume che a temperatura ambiente tutti gli atomi di impurezza siano ionizzati. Impurezze pentavalenti adeguate sono l'antimonio, il fosforo e l'arsenio. Tali impurezze donano elettroni in eccesso, che sono portatori negativi, e perciò sono chiamate impurezze *di tipo n* o *donatori*.

Se si aggiunge a un semiconduttore intrinseco un'impurezza trivalente (boro, alluminio, gallio o indio), solo tre dei legami covalenti possono essere saturati. Questa situazione è illustrata schematicamente nella Figura 1.22. Tali impurezze rendono disponibili portatori di carica positiva, in quanto esse sono in grado di accettare facilmente elettroni, ossia è sufficiente una piccola quantità di energia affinché un elettrone di un atomo di silicio o di germanio adiacente vada a saturare il legame, creando così una lacuna disponibile per la conduzione e lasciando uno ione negativo. Queste impurezze sono di conseguenza note come *accettatori* o impurezze *di tipo p*. Il termine accettatore proviene chiaramente dal fatto che l'impurezza completa i legami accettando un elettrone proveniente da un altro legame, creando così una lacuna. Analogamente a quanto accade per gli atomi donatori, a temperature vicine allo zero assoluto la lacuna è legata all'atomo accettatore, mentre a temperatura ambiente praticamente tutti gli atomi accettatori sono ionizzati negativamente. Per fare un esempio, nel caso del silicio drogato con alluminio, l'energia necessaria a trasferire un elettrone da un atomo di silicio a uno di

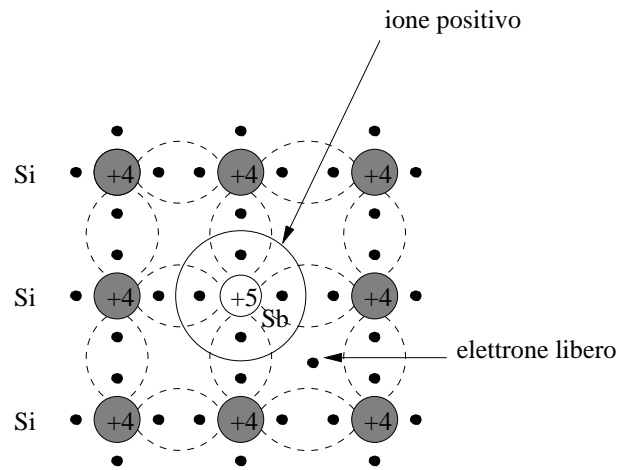


Figura 1.21: Reticolo cristallino in cui un atomo di silicio è sostituito da un atomo di impurezza pentavalente (antimonio).

Impurezze	E_G in eV	
	silicio	germanio
<i>donatori:</i>		
fosforo	0,044	0,012
arsenio	0,049	0,0127
antimonio	0,039	0,0096
bismuto	0,067	
<i>accettatori:</i>		
boro	0,045	0,0104
alluminio	0,057	0,0102
gallio	0,065	0,0108
indio	0,16	0,0112

Tabella 1.5: Energie di ionizzazione di alcuni atomi donatori e accettori per il germanio e il silicio.

alluminio è 60 meV, contro gli 1,12 eV necessari per la creazione di una coppia lacuna-elettrone in un cristallo di silicio intrinseco; nel germanio è di circa 10 meV contro gli 0,72 eV del germanio intrinseco (Tabella 1.5). Come nel caso dei donatori, è per questo motivo che si ammette che a temperatura ambiente tutti gli atomi accettori siano ionizzati.

Tipiche concentrazioni dei droganti vanno da 10^{14} a 10^{16} atomi/cm³, corrispondenti a un atomo di impurezza ogni $10^6 - 10^8$ atomi di semiconduttore (livello “normale” di drogaggio).

Aggiungere atomi di impurezze in concentrazioni maggiori della concentrazione intrinseca ha tre effetti:

1. Si ottiene un conduttore in cui i portatori di carica elettrica sono, a scelta, o prevalentemente lacune o prevalentemente elettroni. Se un materiale semiconduttore è drogato con impurezze di tipo n , non soltanto aumenta il numero degli elettroni, ma diminuisce anche il numero delle lacune al di sotto del valore che sarebbe disponibile nel semiconduttore intrinseco. La ragione della diminuzione del numero delle lacune è che il più elevato numero degli elettroni presenti fa aumentare la velocità di ricombinazione degli elettroni con le lacune. Analogamente, drogando con impurezze di tipo p , la concentrazione degli elettroni liberi diminuisce al di sotto del valore che si ha nel semiconduttore intrinseco. Un'analisi teorica conduce al risultato che, in condizioni di equilibrio termico, il prodotto delle concentrazioni dei portatori liberi positivi e negativi è una costante indipendente dalle quantità di impurezze donatrici o accettatrici usate nel drogaggio. Questa relazione è detta *legge dell'azione di massa* ed è espressa da:

$$np = n_i^2 \quad (1.60)$$

I portatori in eccesso si dicono *maggioritari*, gli altri *minoritari*. I primi sono dovuti sia alla presenza di

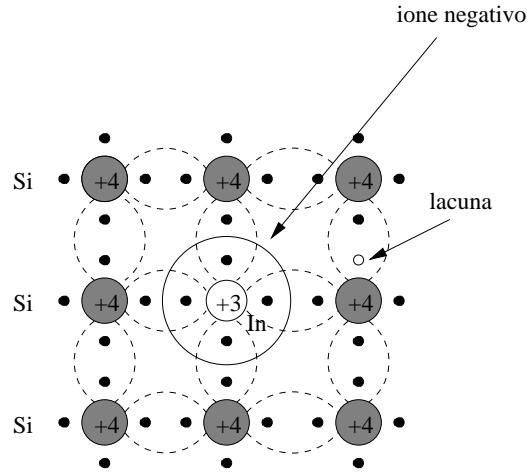


Figura 1.22: Reticolo cristallino con un atomo di silicio sostituito da un atomo di impurezza trivalente (indio).

impurezze che all'attivazione termica, i secondi sono dovuti solo all'attivazione termica. In un semiconduttore di tipo p sono portatori maggioritari le lacune e minoritari gli elettroni. Se la densità degli accettori è molto maggiore della densità dei portatori nel cristallo intrinseco, allora le lacune create termicamente possono diventare una frazione trascurabile. Ad esempio, nel silicio drogato con una densità di 10^{14} atomi di boro per cm^3 , chiaramente le lacune create termicamente sono al massimo qualche per mille di quelle dovute alle impurezze.

Più in dettaglio, se N_D è la concentrazione degli atomi donatori e se questi sono praticamente tutti ionizzati, gli ioni donatori daranno origine a N_D cariche positive al metro cubo. La densità totale della carica positiva è quindi $N_D + p$. Analogamente, se N_A è la concentrazione degli ioni accettori, il loro contributo sarà di N_A cariche negative al metro cubo. La densità totale della carica negativa è quindi $N_A + n$. Dato che il semiconduttore è elettricamente neutro, il valore della densità di carica positiva deve essere uguale a quello della concentrazione negativa, ossia

$$N_D + p = N_A + n \quad (1.61)$$

Consideriamo un materiale di tipo n , ossia in cui $N_A = 0$. Dato che in un semiconduttore di tipo n il numero degli elettroni è assai maggiore del numero delle lacune ($n \gg p$), allora l'equazione precedente potrà ridursi a

$$n \simeq N_D \quad (1.62)$$

In un materiale di tipo n la concentrazione degli elettroni liberi è approssimativamente uguale alla densità degli atomi donatori. La concentrazione p delle lacune nel semiconduttore di tipo n si può ottenere dall'equazione (1.60), cioè

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (1.63)$$

Analogamente, per un semiconduttore di tipo p

$$p \simeq N_A \quad (1.64)$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (1.65)$$

In realtà, facendo riferimento alla Tabella 1.5, notiamo che nel caso del silicio le energie di ionizzazione sono più elevate che nel germanio, e dello stesso ordine di grandezza di KT a temperatura ambiente ($\simeq 25$ meV): non è quindi sempre scontato in realtà supporre che il numero di portatori liberi sia uguale al numero delle impurezze, e la cosa è particolarmente evidente nel caso dell'indio. Questo significa in pratica che, ad esempio in un materiale di tipo n :

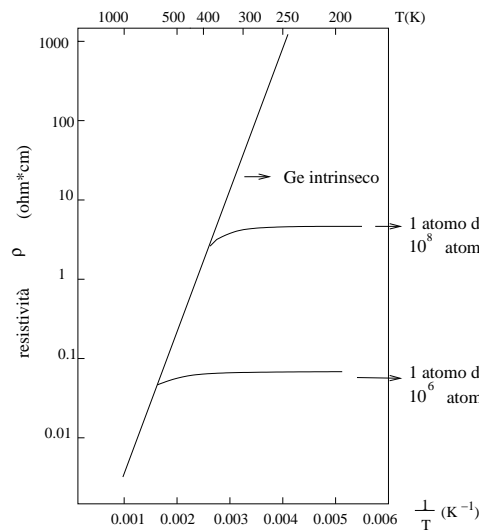


Figura 1.23: Dipendenza della resistività dalla temperatura nei semiconduttori drogati.

- (a) a temperature al di sotto dei 100 K, solo una parte degli atomi donatori è ionizzata, e quindi il comportamento del cristallo drogato diventa simile a quello del cristallo intrinseco ($n \simeq p$);
- (b) a temperature elevate, diventa notevole il contributo degli elettroni liberati termicamente non dagli atomi donatori ma dagli atomi del cristallo intrinseco (n non è più uguale a N_D , ma a $N_D + p$).

È possibile aggiungere donatori a un cristallo di tipo p o, viceversa, aggiungere accettori a un materiale di tipo n . Se il semiconduttore è drogato con uguali concentrazioni di donatori e di accettori, esso rimane intrinseco. La lacuna dell'accettore si combina con l'elettrone di conduzione del donatore e non si ha quindi alcun portatore libero addizionale. Cioè, in base all'equazione (1.61) con $N_D = N_A$, si osserva che $p = n$, e dall'equazione (1.60) $n^2 = n_i^2$, ossia $n = n_i =$ concentrazione intrinseca. Se si estende il ragionamento precedente, si ha che se la concentrazione degli atomi donatori, aggiunti a un semiconduttore di tipo p , supera la concentrazione degli accettori ($N_D > N_A$), il semiconduttore muta da tipo p a tipo n .

2. Si modifica in modo controllato la conducibilità del materiale: aumentando la concentrazione dei portatori liberi, la conducibilità aumenta. La quantità di impurezze che devono essere aggiunte per avere un effetto apprezzabile sulla conducibilità è assai piccola. Per esempio, se si aggiunge un'impurezza di tipo donatore nella percentuale di 1 parte su 10^8 (ovvero 10^{14} atomi di impurezze/cm³), la conducibilità del silicio a 30°C risulta moltiplicata per un fattore 24.100 (da 1 su 10^{12} a 1 su 10^8), nel caso del germanio per un fattore di circa 12 (da 1 su 10^9 a 1 su 10^8).
3. Per una compensazione tra dipendenza dalla temperatura della mobilità dei portatori maggioritari e dipendenza dalla temperatura della concentrazione dei portatori minoritari generati termicamente, la resistività del semiconduttore drogato risulta indipendente dalla temperatura in un certo intervallo di temperatura, come illustrato in (Figura 1.23). Questo è importante perché è quasi sempre desiderabile che i dispositivi a semiconduttore abbiano un comportamento stabile nell'intervallo di temperatura in cui devono lavorare.

1.5.4 Corrente di diffusione nei semiconduttori

Per quanto detto nel paragrafo precedente, un'altra importante differenza tra un metallo ed un semiconduttore è che ad un cristallo di semiconduttore è possibile aggiungere atomi donatori o accettori andando così a modificarne la resistività in maniera controllata. Ma poter drogare un semiconduttore comporta anche che è possibile fare in modo che si manifestino al suo interno dei gradienti di concentrazione di lacune o di elettroni.

Supponiamo, ad esempio, che in un semiconduttore, come illustrato nella Figura 1.24, la concentrazione p delle lacune vari con la distanza x nel semiconduttore, e quindi esista un gradiente della concentrazione dei portatori

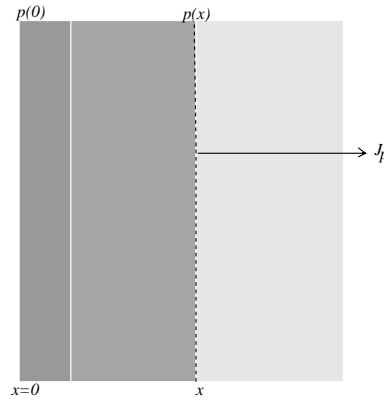


Figura 1.24: Una concentrazione non uniforme $p(x)$ produce una densità di corrente di diffusione J_p .

dp/dx . Vogliamo mostrare come, in presenza di un gradiente di concentrazione, il fenomeno del trasporto delle cariche in un semiconduttore possa avvenire anche attraverso un meccanismo diverso dalla conduzione, detto *diffusione*, che quindi normalmente non si verifica nei metalli. È questa un'altra importante differenza tra metalli e semiconduttori. L'esistenza di un gradiente implica che, se si traccia nel semiconduttore una superficie immaginaria (tratteggiata nella Figura 1.24), la densità delle lacune da un lato della superficie sarà maggiore della densità dell'altro lato. Le lacune, a causa della loro agitazione termica, sono sottoposte a un moto casuale; in conseguenza di ciò continueranno ad attraversare in un senso e nell'altro la superficie. Ci si può attendere allora che in un determinato intervallo di tempo sia superiore il numero delle lacune che attraversano la superficie dal lato della concentrazione maggiore verso il lato dove la concentrazione è inferiore, piuttosto che nella direzione opposta. In totale si verifica un trasporto netto di lacune attraverso la superficie che costituisce una corrente nella direzione positiva dell'asse x . Occorre notare che il moto di cariche risultante non è dovuto alla mutua repulsione tra cariche di segno uguale, ma è semplicemente il risultato di un fenomeno statistico. Questo fenomeno di diffusione è esattamente analogo a quello che si verifica in un recipiente contenente un gas neutro quando esiste un gradiente della concentrazione. La densità della corrente di diffusione delle lacune J_p (A/m^2) è proporzionale al gradiente della concentrazione, ed è espressa dalla relazione

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.66)$$

dove D_p (m^2/s) è detta *costante di diffusione* delle lacune. Poiché la corrente elettrica associata al moto delle lacune ha verso opposto al gradiente di concentrazione, è necessario il segno meno nell'equazione (1.66). Un'equazione analoga si ottiene per la densità di corrente di diffusione degli elettroni: è sufficiente sostituire a p il simbolo n e al segno “-” il segno “+” dell'equazione (1.66), poichè la corrente elettrica associata al moto degli elettroni ha lo stesso verso del gradiente di concentrazione:

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (1.67)$$

1.5.5 Relazione di Einstein Dato che sia la diffusione che la mobilità sono fenomeni termodinamici di tipo statistico, dovuti al moto casuale di agitazione termica, risulta che i coefficienti D e μ non sono indipendenti. La relazione che li lega è l'*equazione di Einstein*:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = V_T \quad (1.68)$$

dove V_T è l'equivalente in Volt della temperatura, definito dalla relazione

$$V_T = \frac{K T}{q} = \frac{T}{11600} \quad (1.69)$$

in cui K è la costante di Boltzmann, T è in gradi Kelvin e V_T in Volt. A temperatura ambiente (300 K), $V_T = 0,026$ V e risulta $\mu = 38,6 D$. Nella Tabella 1.3 vengono riportati valori misurati di μ e valori calcolati di D per il silicio e per il germanio.

1.5.6 Corrente totale nei semiconduttori In definitiva, in un semiconduttore è possibile che vi siano simultaneamente sia un gradiente del potenziale che un gradiente della concentrazione dei portatori. In tale circostanza, la corrente totale delle lacune è la somma della corrente di conduzione e della corrente di diffusione, ossia

$$J_p = q \mu_p p \mathcal{E} - q D_p \frac{dp}{dx} = -q \mu_p p \frac{dV}{dx} - q D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.70)$$

Analogamente, la corrente degli elettroni vale

$$J_n = q \mu_n n \mathcal{E} + q D_n \frac{dn}{dx} = -q \mu_n n \frac{dV}{dx} + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (1.71)$$

Sottolineiamo che la corrente di conduzione è proporzionale alla concentrazione dei portatori mentre la corrente di diffusione è proporzionale al gradiente della concentrazione dp/dx (o dn/dx).

1.6 Cenni alla teoria a bande

Dal punto di vista dell'energia del sistema, un elettrone in un atomo possiede una certa energia potenziale funzione della distanza dal nucleo. Per l'atomo di idrogeno, ad esempio, il sistema costituito da un protone e da un elettrone possiede una certa energia potenziale $U_p(r)$ che possiamo determinare nel modo seguente.

Il campo elettrico $\mathcal{E}(r)$ a una distanza r dal nucleo vale

$$\mathcal{E}(r) = k \frac{q}{r^2} \quad (1.72)$$

dove $k = 1/4\pi\epsilon$ nel sistema MKS.

Il potenziale è quindi dato da

$$V(r) = \int_r^\infty \frac{kq}{r^2} dr = \frac{kq}{r} \quad (1.73)$$

dove si è posto $V(r) = 0$ per $r \rightarrow \infty$. Quindi troviamo che l'energia potenziale dell'elettrone $U_p(r)$ in funzione della distanza è data da

$$U_p(r) = -qV(r) = -\frac{kq^2}{r} \quad (1.74)$$

Tale funzione rappresenta un'iperbole equilatera avente come asintoti gli assi coordinati, come mostrato in Figura 1.25. Supponiamo ora, per fare un esempio, che l'energia totale dell'elettrone abbia un valore pari a $U_p(r_1)$: se vogliamo portare l'elettrone a una distanza $r > r_1$ occorre quindi fornirgli energia: esso è, di conseguenza, prigioniero della buca di potenziale delimitata dai due rami dell'iperbole e dalla retta di equazione $U_p(r) = U_p(r_1)$. È chiaro che la rappresentazione schematizzata in Figura 1.25 è una semplificazione piana della funzione $U_p = f(r)$. In realtà, data la simmetria spaziale di cui gode la funzione, si ha a che fare con degli iperboloidi di rivoluzione, anziché con delle iperboli. Una trattazione analoga a quella dell'atomo di idrogeno si applica a tutti gli atomi isolati. La teoria quantistica (anche nel modello semiclassico) dimostra che i livelli di energia permessi per l'atomo isolato sono stati legati all'interno di questa buca di potenziale. In particolare, l'energia dell'elettrone può assumere solo i valori della successione

$$E_n = \frac{-Z^2 m_0 q^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (1.75)$$

al di sotto di un'energia di riferimento il cui valore sia assunto pari a zero. La carica di un elettrone è $-q$, pertanto nella (1.75) q è un numero positivo. Gli altri simboli nella (1.75) sono Z , che indica la carica netta del nucleo, m_0 la massa di quiete dell'elettrone, ϵ_0 la permittività (o costante dielettrica) nel vuoto, h la costante di Planck e n un intero positivo. Nel caso dell'atomo di idrogeno, con $Z = 1$, i valori consentiti di energia sono $-2,19 \times 10^{-18}/n^2$ J, ovvero $-13,6/n^2$ eV al di sotto del livello zero di riferimento.

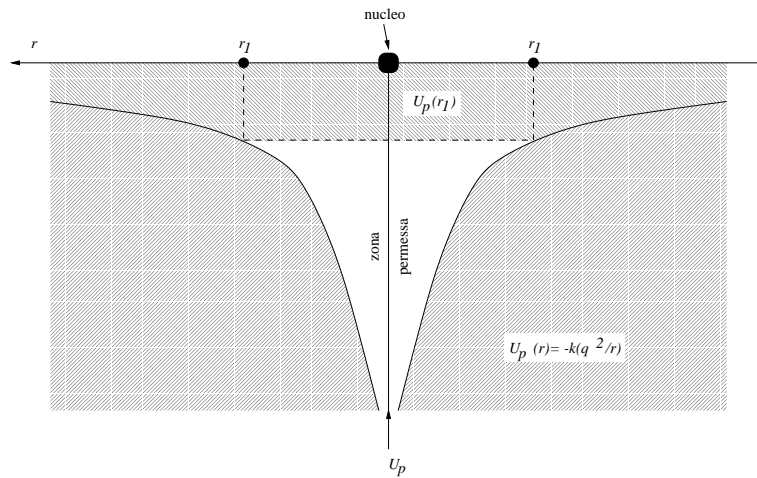


Figura 1.25: Andamento dell'energia potenziale $U_p(r)$ in un campo coulombiano.

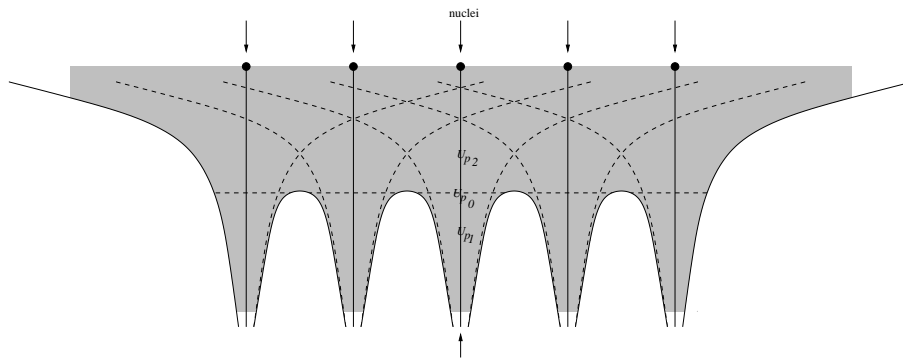


Figura 1.26: Energia potenziale $U_p(r)$ all'interno di un solido.

In un solido cristallino, invece, l'energia potenziale, che nel caso di un atomo isolato ha l'andamento in Figura 1.25, diventa quella di Figura 1.26, poiché occorre tener conto del fatto che vi è un gran numero di atomi molto prossimi tra loro, per cui il nucleo di ciascun atomo crea un campo elettrico che interagisce con quello dei suoi vicini più prossimi. La curva dell'energia potenziale non è più asintotica come quella di Figura 1.25, ma presenta un massimo U_{p0} in corrispondenza della semidistanza tra due nuclei; quindi, in un cristallo, in cui è necessario tener conto delle mutue interazioni tra atomi, $U_p(r)$ è una funzione periodica (il cui valore in ogni punto è il risultato di contributi di ciascun atomo) che presenta una serie di buche di potenziale. Se l'energia totale di un elettrone è pari a $U_{p1} < U_{p0}$, esso può muoversi solo all'interno delle buche e forma quindi uno stato legato con il rispettivo nucleo. Se, al contrario, la sua energia vale $U_{p2} > U_{p0}$, esso è libero di muoversi all'interno del cristallo e non si può più affermare che appartenga ad un atomo piuttosto che ad un altro. Sono questi ultimi elettroni, chiamati elettroni liberi, che con il loro moto formano la corrente elettrica quando vengono sottoposti all'azione di un campo elettrico esterno. Tali elettroni liberi sono tuttavia sottoposti a una importante restrizione: essi, pur potendosi muovere all'interno del solido, non possono allontanarsene. Tutto funziona come se alla superficie del solido ci fosse una brusca variazione del potenziale che gli elettroni non possono superare se non possiedono la corrispondente energia. La teoria quantistica dimostra che quando gli atomi si uniscono per formare un cristallo, i livelli energetici degli elettroni degli strati più interni non vengono apprezzabilmente alterati dalla presenza degli atomi vicini, mentre i livelli degli elettroni della shell più esterna risultano cambiati considerevolmente, poiché questi elettroni in un cristallo sono condivisi da più di un atomo. I nuovi livelli energetici degli elettroni esterni possono essere determinati per mezzo della meccanica quantistica e si trova che l'accoppiamento tra gli elettroni dello strato esterno degli atomi porta come conseguenza la formazione di una banda di livelli energetici molto poco distanziati tra di loro, al posto dei singoli livelli energetici fortemente spazati presenti nel caso dell'atomo isolato (vedi Figura 1.27 che mostra le bande energetiche nel caso di un

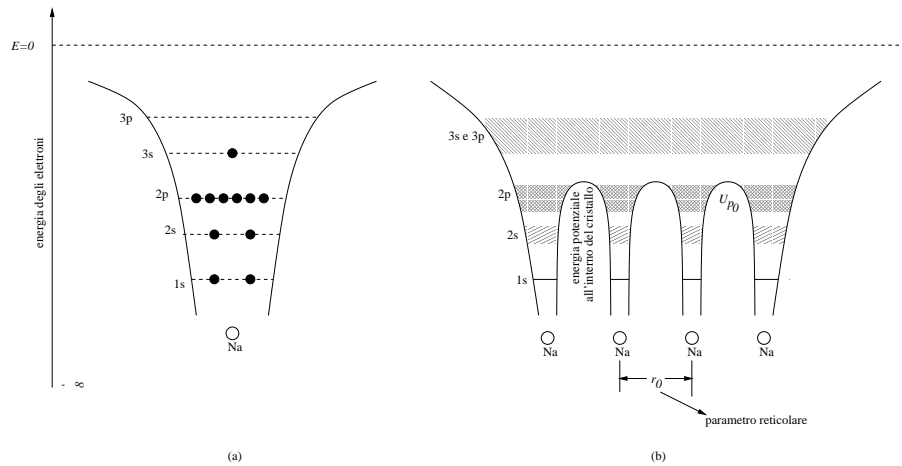


Figura 1.27: (a) Livelli energetici (non in scala) nel caso di un atomo isolato e disposizione dei suoi elettroni nello stato fondamentale; (b) Bande di energia nel caso di un cristallo.

cristallo di sodio).

Vediamo qualitativamente in che modo si formano le bande di energia. Consideriamo dapprima, in un sistema di due atomi, l'elettrone che occupa il livello di energia più elevato in un atomo, trascurando i livelli occupati di energia inferiore. Quando due atomi siano separati da una distanza così grande da poterli considerare isolati, l'elettrone associato a ciascun atomo possiede un'energia di valore E_n dato dalla (1.75). Se la distanza di separazione è ridotta, il primo elettrone sarà soggetto a una forza dovuta alla presenza del secondo nucleo. Il potenziale che determina i livelli di energia dell'elettrone risulta quindi modificato e così pure lo spettro dei possibili valori di energia. La descrizione di un sistema biatomico richiede peraltro l'introduzione del principio di esclusione di Pauli. Per ciascun atomo isolato, un livello di energia E_n compete (al più) a due elettroni di spin opposto, cosicché il sistema completo può contenere (al più) quattro elettroni; tuttavia, allorché i due atomi vengono avvicinati, così da formare un solo sistema di due atomi interagenti, il livello di energia consentita E_n può competere a due soli elettroni. Quindi il livello di energia E_n relativo a ciascun atomo isolato si sdoppierà in due livelli, di energia leggermente differente, al fine di garantire la coesistenza di quattro elettroni. L'effetto dell'interazione tra i due atomi è di perturbare il valore di energia relativo al livello considerato dell'atomo isolato e di indurre uno sdoppiamento dei livelli di energia perturbati. Avvicinando ulteriormente i due atomi, la perturbazione dovuta all'interazione è maggiore, come pure la differenza di energia tra i livelli sdoppiati. Raggruppando più atomi in una struttura cristallina, le forze cui sono soggetti gli elettroni sono ulteriormente modificate e così pure i valori di energia permessi. Anche qui, il principio di esclusione di Pauli richiede che ciascun livello permesso abbia un'energia di valore leggermente diverso, cosicché il cristallo risulta caratterizzato da numerosi livelli, tutti distinti in energia ma molto prossimi tra loro. Ogni livello quantizzato corrispondente all'atomo isolato si scinde in più livelli, ciascuno corrispondente a un atomo nel sistema. Se il sistema è composto da N atomi, l'originario livello di energia E_n si scinde in N livelli permessi, costituenti una banda di energia che contiene al più $2N$ elettroni (in virtù della degenerazione associata allo spin). Poiché il numero di atomi in un cristallo è molto grande (dell'ordine di 10^{22} cm^{-3}) e l'estensione della banda di energia è dell'ordine di pochi eV, gli N livelli distinti componenti le bande sono separati da intervalli di energia assai più piccoli dell'energia termica di un elettrone a temperatura ambiente, cosicché l'elettrone può agevolmente effettuare transizioni tra i livelli. Si può quindi parlare di una banda continua di valori di energia permessi, occupabile al più da $2N$ elettroni.

Analizziamo ora in modo qualitativo la struttura a bande dei livelli nel caso particolare degli elementi del IV gruppo (Tabella 1.2). Facendo riferimento alla Figura 1.28, si consideri un cristallo formato da N atomi di uno degli elementi in Tabella 1.2; si immagini inoltre che sia possibile variare la spaziatura tra gli atomi senza alterare il tipo di struttura di base del cristallo. Se gli atomi sono così lontani tra di loro da poter ritenere trascurabile l'interazione reciproca, i livelli energetici saranno identici a quelli dell'atomo isolato. Per ciascuno degli elementi della Tabella 1.2 le due sottoshell esterne contengono due elettroni s e due elettroni p . Quindi, se ignoriamo i livelli energetici delle shell più interne, vi saranno, come è indicato all'estremità di destra della Figura 1.28(a), $2N$ elettroni che occupano completamente i $2N$ possibili livelli s , tutti alla stessa energia. Dato

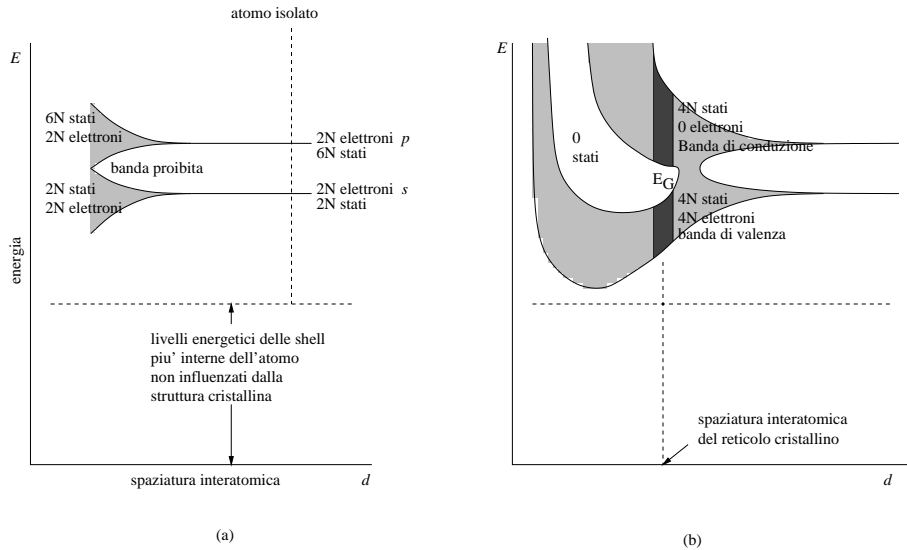


Figura 1.28: Illustra come i livelli energetici degli atomi isolati si sparpagliano in bande di energia quando questi atomi sono portati in stretto contatto per formare un cristallo.

che la sottoshell p ha sei stati possibili, il nostro immaginario cristallo, con gli atomi fortemente distanziati, ha $2N$ elettroni che occupano solo un terzo dei $6N$ possibili stati p , tutti allo stesso valore di energia. Se si diminuisce la spaziatura interatomica dell'immaginario cristallo in esame (il che corrisponde nella Figura 1.28(a) a uno spostamento da destra verso sinistra), ogni atomo eserciterà una forza elettrica sugli atomi vicini. A causa di questo accoppiamento tra gli atomi, le funzioni d'onda atomiche si sovrappongono e il cristallo diventa un sistema elettronico che deve obbedire al principio di esclusione di Pauli. I $2N$ stati s e i $6N$ stati p degenerano e le loro energie assumono valori differenti. La separazione tra i livelli è piccola, ma dato che N è un numero molto grande ($\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), la differenza totale tra la minima e la massima energia può essere di parecchi eV, se si diminuisce sufficientemente la distanza interatomica. Questa fascia, costituita da un numero elevato di livelli energetici discreti ma molto ravvicinati, prende il nome di *banda di energia*; essa è illustrata schematicamente nella regione annerita più bassa nella Figura 1.28(a). I $2N$ stati di questa banda sono completamente occupati da $2N$ elettroni. Analogamente, la regione annerita superiore rappresenta una banda di $6N$ stati che presenta solo $2N$ dei suoi livelli occupati da elettroni. Si noti che esiste una zona vuota di energie (una *banda proibita*) tra le due bande esaminate prima, e che questa zona va via via diminuendo, man mano che si riduce la spaziatura interatomica. Per distanze abbastanza ridotte (non riportate nella Figura 1.28(a) ma illustrate nella Figura 1.28(b)) queste due bande si sovrappongono. In tale situazione, i $6N$ stati superiori si mescolano con i $2N$ stati più bassi, dando origine a una fascia di $8N$ livelli in totale, metà dei quali sono occupati dai $2N + 2N = 4N$ elettroni disponibili. Per questo valore della spaziatura ciascun atomo ha fornito quattro elettroni alla banda; non si può più affermare che questi elettroni orbitino sulle sottoshell s o p di un atomo isolato; piuttosto essi appartengono al cristallo nel suo insieme. Se la spaziatura tra gli atomi viene fatta diminuire al di sotto della distanza per cui le bande si sovrappongono, l'interazione fra gli atomi diventa veramente molto forte. La distribuzione delle bande di energia dipende allora dalla disposizione relativa degli atomi nello spazio (cioè dalla struttura cristallina) e dal numero atomico che determina la costituzione elettrica dei ciascun atomo. Alla distanza reticolare del cristallo (la linea tratteggiata verticale) si trova che vi è una banda detta di valenza satura con $4N$ elettroni, separata, mediante una banda proibita di ampiezza E_G in cui non si hanno livelli di energia permessi, da una banda vuota costituita dai restanti $4N$ stati. Questa banda superiore vuota è detta *banda di conduzione*.

La formazione delle bande di energia e il numero di elettroni presenti in ciascuna banda ci permette di capire il diverso comportamento mostrato da un metallo, da un semiconduttore e da un isolante per ciò che riguarda la conducibilità elettrica. Infatti, mentre le bande corrispondenti a livelli profondi sono completamente piene, quelle corrispondenti a livelli energetici molto elevati sono vuote; però, fra questi due casi estremi esiste una regione di transizione in cui si possono avere due situazioni: o l'ultima banda interessata è parzialmente piena, oppure completamente piena e adiacente a una completamente vuota; il primo caso si verifica nei metalli, il secondo negli isolanti e nei semiconduttori. Sottolineiamo che ciascuna banda è separata da quelle adiacenti da un intervallo

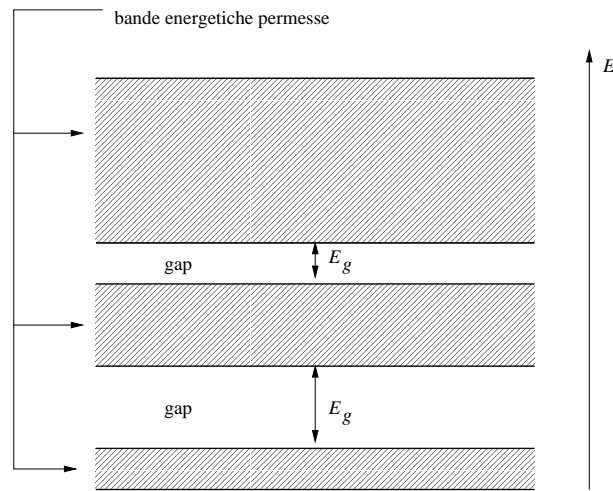


Figura 1.29: Bande energetiche permesse.

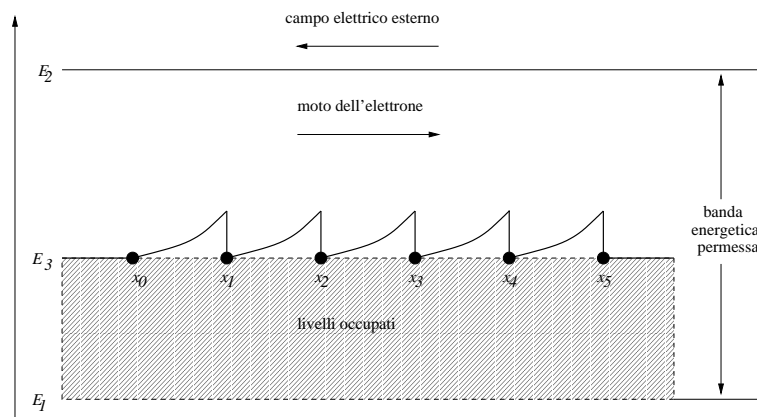


Figura 1.30: Moto di un elettrone dotato di energia contenuta in una banda semipiena.

energetico vietato, chiamato *gap*. Inoltre, partendo dalle bande più profonde, all'aumentare dell'energia, i gap si restringono mentre le corrispondenti bande si allargano, come mostrato in Figura 1.29. Agli effetti della conduzione elettrica, una banda piena si comporta come una banda perfettamente vuota. Infatti, in entrambi i casi, è impossibile accelerare elettroni che non esistono (banda completamente vuota) o sono impossibilitati a muoversi (banda completamente piena). Nella Figura 1.30 è schematizzata una banda parzialmente piena in cui E_3 rappresenta il livello energetico più alto occupato all'interno della banda. Se al cristallo è applicato un campo elettrico esterno \mathcal{E} , la velocità degli elettroni aumenta tra una collisione e la successiva. All'aumento di velocità corrisponde un aumento di energia cinetica e ciò non sarebbe possibile all'elettrone se tutti gli stati energetici all'interno della banda fossero pieni. Il flusso di elettroni in direzione opposta al campo elettrico è possibile solo quando l'elettrone con energia iniziale E_3 può passare a stati energetici liberi all'interno della banda. Da quanto si è detto si capisce perchè una banda completamente piena si comporta, agli effetti della conduzione elettrica, come una banda completamente vuota.

Tutti i metalli sono caratterizzati dall'avere una banda parzialmente piena di elettroni. Negli isolanti e nei semiconduttori la situazione si presenta differente rispetto a quella dei metalli. Nei primi, per $T = 0$ K, l'ultima banda interessata è completamente piena e quella immediatamente successiva è completamente vuota. Le due bande sono separate da un gap proibito, negli isolanti più ampio che nei semiconduttori. La Figura 1.31 illustra quanto detto nel caso dei metalli, dei semiconduttori e degli isolanti. Da tutto ciò segue che nel caso degli isolanti e dei semiconduttori non esiste alcuna carica libera a disposizione per la conduzione elettrica, a meno che in qualche maniera alcuni elettroni appartenenti alla banda piena non passino nella banda vuota, dopo

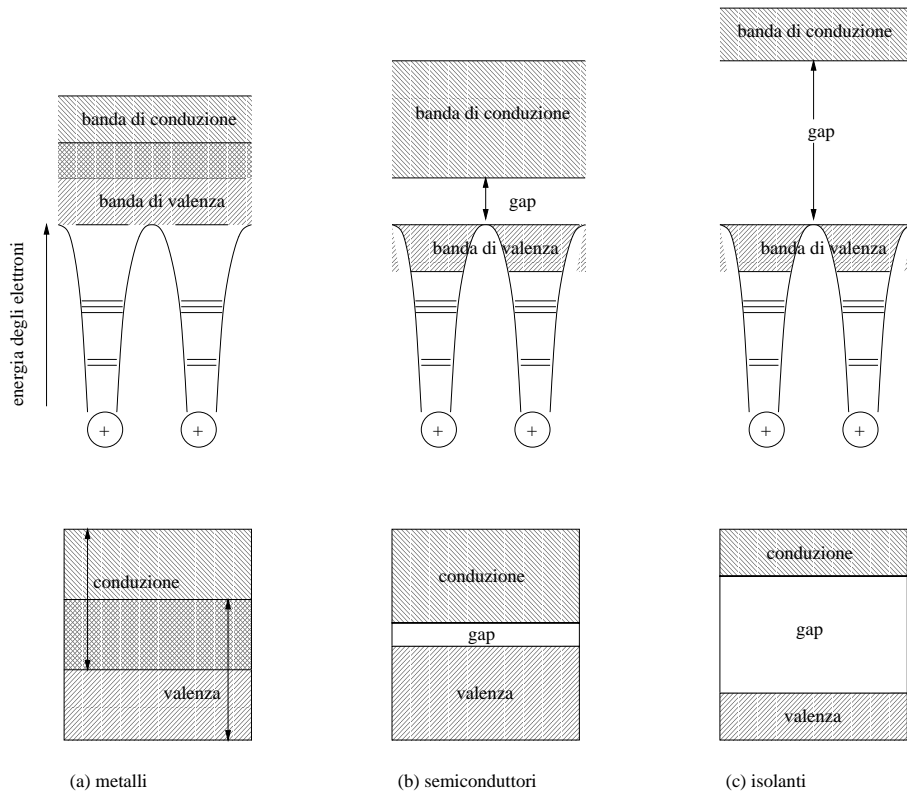


Figura 1.31: Diagramma delle bande energetiche per i metalli, i semiconduttori e gli isolanti.

aver assorbito l'energia necessaria per poter materialmente effettuare il salto energetico relativo alla separazione tra le bande. In altre parole, mentre nel caso di un metallo è sufficiente considerare la banda semipiena per descrivere le proprietà elettriche, nel caso degli isolanti e dei semiconduttori è necessario considerare l'ultima banda completamente piena e la prima completamente vuota, immediatamente successiva in ordine crescente di energia.

Avendo chiamato le due bande interessate *banda di valenza* e *banda di conduzione* rispettivamente, possiamo dire che la conduzione elettrica è possibile quando la banda di conduzione è parzialmente piena (come nel caso dei metalli) o quando alcuni elettroni passano dalla banda di valenza a quella di conduzione (come nel caso dei semiconduttori) mediante un meccanismo qualsiasi. Inoltre, in quest'ultimo caso, ciascun elettrone che passa nella banda di conduzione lascia alle sue spalle una lacuna che, agli effetti della conduzione, contribuisce quanto un elettrone. Si usa chiamare E_v l'energia corrispondente all'estremità superiore della banda di valenza e E_c quella corrispondente all'estremità inferiore della banda di conduzione. Ne deriva che l'energia minima richiesta per eccitare un elettrone da banda a banda è:

$$E_G = E_c - E_v \quad (1.76)$$

Nel caso di alcuni semiconduttori a gap molto piccolo l'eccitazione può essere ottenuta per effetto termico. Chiaramente, la possibilità di eccitare elettroni diminuisce con l'aumentare di E_G e ciò può spiegare il differente comportamento fra gli isolanti e i semiconduttori. Infatti il diamante, che è notoriamente uno dei migliori isolanti, ha un gap di 6 eV, mentre il gap del silicio è di 1,12 eV e quello del germanio 0,72 eV. In definitiva, la classificazione dei materiali in isolanti, semiconduttori e metalli dal punto di vista della teoria a bande è la seguente:

- *Isolanti.* La struttura delle bande di energia della Figura 1.28(b), in corrispondenza della distanza reticolare normale, è indicata schematicamente nella Figura 1.32(a). Nel caso del diamante (carbonio) cristallino, l'estensione della regione che non contiene stati quantici è di parecchi eV ($E_G \simeq 6$ eV). Questa estesa banda proibita separa la banda di valenza piena dalla banda di conduzione vuota. L'energia che può essere fornita a un elettrone per opera di un campo applicato è troppo piccola per poter sollevare la

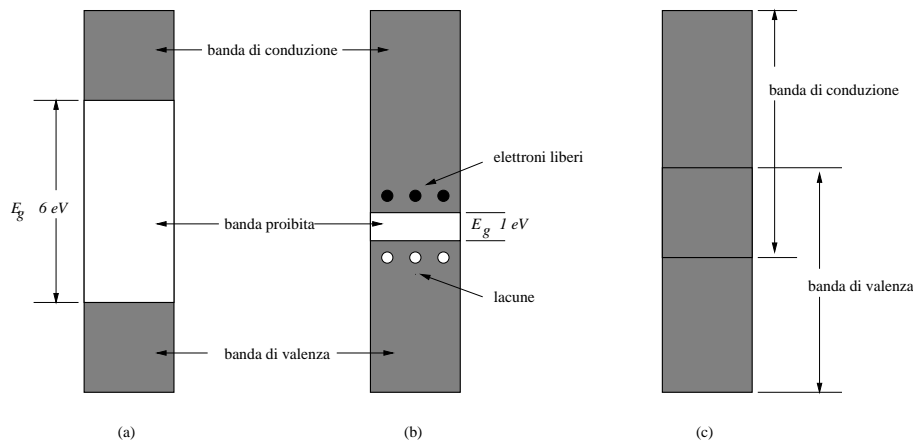


Figura 1.32: Distribuzione delle bande di energia in (a) un isolante; (b) un semiconduttore; (c) un metallo.

particella dalla banda totalmente occupata a quella vuota. Poiché l'elettrone non può acquisire energia sufficiente dall'esterno, non è possibile alcun fenomeno di conduzione e quindi il diamante è un isolante.

- Semiconduttori.** Un materiale in cui l'ampiezza della regione di energie proibite è relativamente piccola ($E_G \simeq 1$ eV) è detto *semiconduttore*. La grafite, che è una forma cristallina del carbonio, ma avente una simmetria cristallina diversa da quella del diamante, presenta un valore di E_G di tale entità ed è un semiconduttore. I materiali semiconduttori di maggior importanza pratica sono il germanio e il silicio che, a 0 K, presentano per E_G rispettivamente i valori di 0,785 eV e di 1,21 eV. Energie di tale entità non possono normalmente essere ottenute con un campo applicato. Quindi la banda di valenza rimane al completo e la banda di conduzione resta vuota: questi materiali a bassa temperatura sono perciò degli isolanti; ma, al crescere della temperatura, alcuni degli elettroni di valenza acquisiscono energia termica superiore a E_G e quindi possono spostarsi nella banda di conduzione. Si formano così degli elettroni liberi nel senso che possono muoversi liberamente sotto l'influenza di un campo elettrico applicato esternamente, anche se molto piccolo. Questi elettroni liberi, o di conduzione, sono indicati schematicamente con grossi punti neri nella Figura 1.32(b). L'isolante è ora divenuto leggermente conduttore; esso è un semiconduttore. L'assenza di un elettrone nella banda di valenza è rappresentata nella Figura 1.32(b) da un cerchietto, ed è una lacuna. Poiché il salto energetico tra le bande di un cristallo è funzione della distanza interatomica, non è sorprendente il fatto che E_G sia funzione della temperatura, e infatti si è determinato sperimentalmente che E_G diminuisce con la temperatura.
- Metalli.** Un solido che presenta una struttura con un'unica banda occupata solo in parte è detto *metallo*. Sotto l'influenza di un campo elettrico esterno gli elettroni possono acquisire ulteriore energia e spostarsi verso livelli più elevati. Poiché questi elettroni mobili costituiscono una corrente, il materiale è un conduttore, mentre la regione solo parzialmente occupata è la banda di conduzione. Un esempio della struttura delle bande in un metallo è illustrato nella Figura 1.32(c), in cui si osserva la sovrapposizione delle bande di valenza e di conduzione.

1.6.1 Semiconduttori drogati dal punto di vista della teoria a bande

Dal punto di vista della teoria a bande, quando si aggiungono impurezze donatrici in un semiconduttore è come introdurre nuovi livelli energetici consentiti discreti ad una distanza assai ridotta dalla banda di conduzione,

come mostrato in Figura 1.33.

Questi nuovi livelli permessi sono essenzialmente dei livelli discreti poiché gli atomi di impurezze aggiunti sono lontani tra loro nella struttura cristallina e quindi la loro interazione è debole. Nel caso del germanio la distanza del nuovo livello discreto di energia possibile è solo di 0,01 eV (0,05 eV nel caso del silicio) al di sotto della banda di conduzione, perciò a temperatura ambiente quasi tutti gli atomi donatori hanno ceduto un elettrone alla banda di conduzione.

Analogamente, quando si aggiungono ad un semiconduttore intrinseco impurezze di tipo *p*, cioè degli accettori,

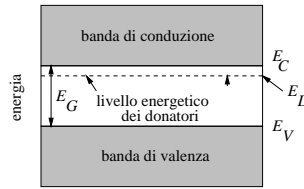


Figura 1.33: Diagramma delle bande di energia di un semiconduttore di tipo n .

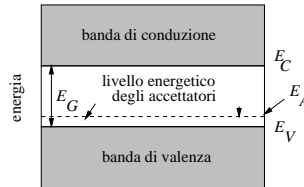


Figura 1.34: Diagramma delle bande di energia di un semiconduttore di tipo p .

questi introducono un livello energetico discreto consentito che viene a trovarsi appena sopra la banda di valenza, come è illustrato in Figura 1.34. Poiché è sufficiente ad un elettrone solo una piccola quantità di energia per lasciare la banda di valenza e occupare il livello energetico degli accettori, ne segue che le lacune generate nella banda di valenza da questi elettroni costituiscono di gran lunga la maggior parte dei portatori del materiale semiconduttore.

Concludiamo con un'ultima considerazione. Considerando il cristallo come un unico sistema quantistico, gli elettroni occupano gli stati e i corrispondenti livelli di energia all'interno delle bande permesse tenendo conto del principio di esclusione di Pauli. Questo fa sì che il numero (o la densità) di elettroni che occupano un certo livello energetico sia dato dal prodotto del numero totale di stati permessi a quell'energia (o densità degli stati) per la probabilità di occupazione di uno stato di quell'energia. Tale probabilità è descritta da una distribuzione nota come *funzione di probabilità di Fermi-Dirac*, che esprime appunto quale frazione del numero totale di stati ad una data energia è occupata. Essa è funzione della temperatura e, all'aumentare della temperatura, aumenta l'estensione della coda di questa distribuzione all'interno della banda di conduzione.

1.7 Effetto Hall

Se un campione di metallo o di semiconduttore percorso da una corrente I in presenza di un campo elettrico applicato \mathcal{E} è posto in un campo magnetico trasversale \mathcal{B} , si trova che al suo interno viene indotto un campo elettrico \mathcal{E}_H in direzione perpendicolare sia ad I (ossia alla direzione del campo elettrico applicato \mathcal{E}) che a \mathcal{B} . Questo fenomeno, noto come *effetto Hall*, permette di determinare il tipo (p o n) e la concentrazione dei portatori maggioritari. Inoltre, misurando contemporaneamente la conducibilità σ , è possibile calcolare la mobilità μ . La sua importanza sta anche nel fatto di costituire la verifica sperimentale che il moto degli elettroni di valenza equivale al moto di cariche libere positive (lacune).

Consideriamo un campione di semiconduttore immerso in un campo elettrico \mathcal{E} e in un campo magnetico \mathcal{B} incrociati come mostrato in Figura 1.35. La corrente I sia nella direzione positiva dell'asse x e sia \mathcal{B} nella direzione positiva dell'asse z . La corrente I può essere dovuta a cariche positive libere (lacune) che si muovono da sinistra verso destra o a cariche negative libere (elettroni) che si muovono da destra verso sinistra. Sui portatori di carica liberi si esercita allora la forza di Lorentz

$$\vec{F} = \pm q \vec{v} \times \vec{\mathcal{B}} \quad (1.77)$$

tale che, indipendentemente dal tipo, siano essi cariche positive (lacune, $+q$) o cariche negative (elettroni, $-q$), essi sono spinti nella direzione negativa dell'asse y (verso il lato 1 della Figura 1.35). Ne segue che, se il semiconduttore è un materiale di tipo n fortemente drogato, e quindi la corrente è costituita quasi esclusivamente da un

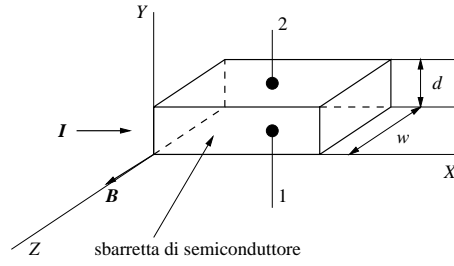


Figura 1.35: Illustrazione dell'effetto Hall. I portatori (elettroni e lacune) sono soggetti a una forza di Lorentz nella direzione negativa dell'asse y .

flusso di elettroni, si avrà sul lato 1 un accumulo di elettroni, e questa superficie diventa carica negativamente rispetto al lato 2. Viceversa accadrà nel caso che i portatori maggioritari siano lacune. Come conseguenza di quanto detto, compare una differenza di potenziale V_H tra le due superfici 1 e 2, che può essere misurata con un opportuno voltmetro e che prende il nome di *tensione di Hall*.

Il segno di V_H dà un'indicazione diretta sul tipo dei portatori maggioritari: se, misurando la tensione V_H , si trova il polo positivo all'estremità 2 allora, come risulta dall'analisi precedente, i portatori devono essere elettroni; se, al contrario, è il terminale 1 a diventare carico positivamente rispetto al terminale 2, i portatori devono essere lacune. Questi risultati sono stati verificati sperimentalmente, dimostrando la natura bipolare (due tipi di portatori) della corrente in un semiconduttore. Infatti, se I è la corrente in un semiconduttore di tipo p , si potrebbe pensare che i portatori fossero gli elettroni di legame, che procedono a balzi da destra verso sinistra. Allora il lato 1 dovrebbe diventare carico negativamente. Invece si trova sperimentalmente che il lato 1 diventa positivo rispetto al lato 2 in un campione di materiale di tipo p . Questo esperimento conferma il fatto, derivato dalla meccanica quantistica, che il moto di elettroni legati equivale al moto di portatori liberi di carica positiva di tipo classico (le lacune).

Il modulo di V_H permette di determinare la densità dei portatori e, nota la conducibilità, la loro mobilità. Infatti, in condizioni di equilibrio, il campo elettrico \mathcal{E}_H dovuto all'effetto Hall deve esercitare una forza sui portatori che equilibra esattamente la forza deflettitrice di Lorentz, ossia

$$q \mathcal{E}_H = \mathcal{B} q v \quad (1.78)$$

dove q è il valore della carica del portatore e v è la velocità di trascinamento.

Quindi, in modulo:

$$\mathcal{E}_H = v \mathcal{B} \quad (1.79)$$

Riferendosi alla Figura 1.35, \mathcal{E}_H è diretto lungo l'asse y verso l'alto (lacune) o verso il basso (elettroni). D'altra parte:

$$\mathcal{E} = -\frac{dV}{dy} \quad (1.80)$$

per cui

$$\mathcal{E}_H = \frac{V_H}{d} \quad (1.81)$$

dove d è la distanza tra le superfici 1 e 2. Quindi

$$V_H = \mathcal{E}_H d = v \mathcal{B} d \quad (1.82)$$

Se il semiconduttore è fortemente drogato n ,

$$J = n q v \quad (1.83)$$

e

$$\begin{aligned} V_H &= \frac{J}{n q} \mathcal{B} d = \\ &= \frac{1}{n q} \frac{I}{W d} \mathcal{B} d = \\ &= \frac{1}{n q} \frac{I \mathcal{B}}{W} \end{aligned} \quad (1.84)$$

La misura della tensione di Hall permette quindi di ricavare la concentrazione di portatori liberi, n , noti \mathcal{B} , I e lo spessore \mathcal{W} del campione nella direzione del campo magnetico. Inoltre

$$\sigma = n q \mu \quad (1.85)$$

per cui

$$\mu_n = \frac{1}{n q} \sigma \quad (1.86)$$

quindi, nota la conducibilità si risale alla mobilità degli elettroni.

Analogamente, se il semiconduttore è fortemente drogato p si ha

$$V_H = \frac{1}{p q} \frac{I \mathcal{B}}{\mathcal{W}} \quad (1.87)$$

e

$$\mu_p = \frac{1}{p q} \sigma \quad (1.88)$$

È interessante notare che in un semiconduttore intrinseco si ha comunque $V_H \neq 0$. Ciò è una dimostrazione diretta del fatto che elettroni e lacune hanno mobilità diverse. Infatti, se ciò non fosse, in un semiconduttore intrinseco, in cui la densità degli elettroni è uguale a quella delle lacune, si dovrebbe avere una tensione V_H nulla, in quanto il contributo dovuto agli elettroni

$$V_{H_n} = d v_n \mathcal{B} = d \mathcal{E} \mu_n \mathcal{B} \quad (1.89)$$

dovrebbe essere perfettamente annullato da quello di segno opposto dovuto alle lacune

$$V_{H_p} = d v_p \mathcal{B} = d \mathcal{E} \mu_p \mathcal{B} \quad (1.90)$$

Dalle due equazioni precedenti segue che V_H potrebbe essere nullo solo se

$$V_{H_n} + V_{H_p} = 0 \quad (1.91)$$

e quindi solo se $\mu_n = \mu_p$. Essendo $\mu_n > \mu_p$, in un semiconduttore intrinseco V_H è sempre negativo.

In realtà, nelle relazioni precedenti si è supposto che tutti i portatori abbiano la stessa velocità di trascinamento o deriva. Tenendo conto dell'effettiva distribuzione delle velocità, si ottiene:

$$V_H = R_H \frac{I \mathcal{B}}{\mathcal{W}} \quad (1.92)$$

dove R_H prende il nome di *costante di Hall*. Nel caso che i portatori maggioritari siano elettroni:

$$R_H = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{n q} \simeq 1,18 \frac{1}{n q} \quad (1.93)$$

Analogamente, nel caso che i portatori maggioritari siano lacune:

$$R_H \simeq 1,18 \frac{1}{p q} \quad (1.94)$$

Chiudiamo l'argomento notando che se si aumenta la temperatura di un semiconduttore drogato n , varia la concentrazione degli elettroni e quindi anche la costante di Hall, pur restando sempre negativa; invece, in un semiconduttore di tipo p , un aumento di temperatura tale da farlo passare da drogato ad intrinseco comporta anche un cambiamento di segno della costante di Hall, dato che la mobilità degli elettroni prevale su quella delle lacune.

2.1 Giunzione non polarizzata

Ogniqualevolta in un medesimo cristallo di semiconduttore una regione drogata p e una drogata n sono a contatto tra loro, si dice che si forma una *giunzione $p-n$* . Essa è illustrata schematicamente nella Figura 2.1. Lo ione donatore è rappresentato da un segno “+”, poiché, dopo che questo atomo di impurezza ha donato un elettrone, esso diventa uno ione positivo. Lo ione accettore è indicato con un segno “-”, poiché, dopo che questo atomo ha accettato un elettrone, esso diventa uno ione negativo. A parte i portatori minoritari, all’inizio vi sono nominalmente solo portatori di tipo p nel lato sinistro della giunzione e solo portatori di tipo n nel lato destro. Dato che attraverso la giunzione si manifesta un gradiente della densità di carica, le lacune inizialmente diffonderanno attraverso la giunzione verso destra, gli elettroni verso sinistra. Non appena i portatori di carica attraversano la giunzione, iniziano fenomeni di ricombinazione elettrone-lacuna: le lacune positive, che neutralizzano gli ioni accettori in prossimità della giunzione nel silicio di tipo p , scompaiono per opera della ricombinazione con gli elettroni che diffondono in senso contrario attraverso la giunzione. Analogamente gli elettroni, che neutralizzano gli ioni donatori in prossimità della giunzione nel silicio di tipo n , si ricombinano con le lacune che hanno attraversato la giunzione provenendo dal materiale di tipo p . Gli ioni che restano non neutralizzati nelle vicinanze della giunzione prendono il nome di *cariche scoperte*. Si formano così quattro regioni diverse come schematizzato in Figura 2.2: una regione elettricamente neutra di tipo p , in cui $p \approx N_A$, praticamente non influenzata dalla formazione della giunzione, una regione di carica spaziale negativa, una zona di carica spaziale positiva e infine una regione neutra di tipo n , in cui $n \approx N_D$, anch’essa praticamente non influenzata dalla giunzione. La regione della giunzione svuotata dei portatori di carica mobili prende il nome di *regione di svuotamento*, o *regione di carica spaziale*, o *regione di transizione*. Lo spessore di questa regione può variare da $10^{-2} \mu\text{m}$ a $1 \mu\text{m}$ (ossia da 10^{-6}cm a 10^{-4}cm). All’interno di

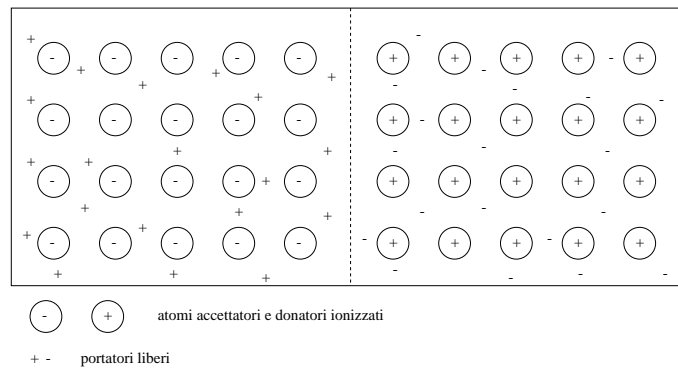


Figura 2.1: Schema di giunzione $p-n$ nell’istante della sua formazione e prima dell’inizio dei fenomeni di diffusione e ricombinazione.

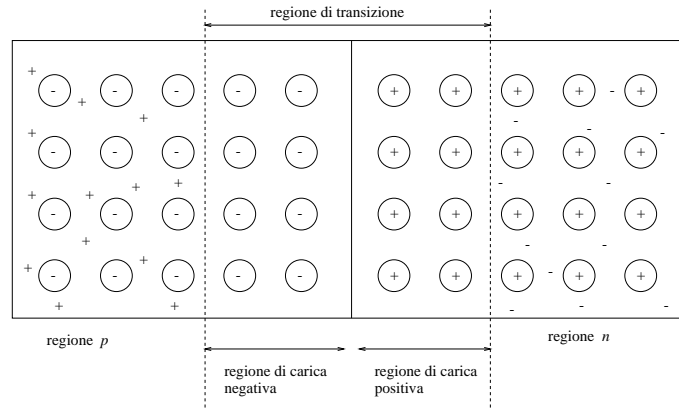


Figura 2.2: Giunzione $p-n$ non polarizzata.

questo strato assai ristretto di carica spaziale non vi sono portatori mobili.

L'andamento generale della densità di carica $\rho(x)$ all'interno della regione di svuotamento dipende dal modo in cui è drogata la giunzione. In ogni caso, in riferimento alla Fig.2, $\rho(x)$ è zero in corrispondenza della superficie di contatto, è positiva a destra e negativa a sinistra. Questa distribuzione costituisce un doppio strato di cariche elettriche che porta alla creazione di un intenso campo elettrico nella ristretta zona nelle vicinanze della superficie di contatto; tale campo elettrico assume valori generalmente compresi tra 10^4 e 10^5 V/cm e corrisponde alla presenza di una differenza di potenziale ai capi della giunzione detta *potenziale di contatto*. La condizione di equilibrio si raggiunge quando il campo creato da questa distribuzione è tale da contrastare il processo di diffusione. In altri termini, la diffusione di elettroni e di lacune prosegue fino a quando il campo elettrico creato dalle cariche scoperte raggiunge un'intensità sufficiente a far sì che la corrente totale attraverso la giunzione sia nulla. Il valore del campo elettrico all'equilibrio si ottiene allora ponendo $J_p = 0$ o, equivalentemente, $J_n = 0$:

$$J_p = q \mu_p p \mathcal{E} - q D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.1)$$

$$J_n = q \mu_n n \mathcal{E} + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (2.2)$$

Ponendo $J_p = 0$ si ha:

$$J_p = q \mu_p p \mathcal{E} - q D_p \frac{dp}{dx} = 0 \quad (2.3)$$

Utilizzando la relazione di Einstein $D_p = \mu_p V_T$, si trova che la condizione di equilibrio si raggiunge quando il campo elettrico è pari a

$$\mathcal{E} = \frac{V_T}{p} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (2.4)$$

e dalla relazione

$$\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx} \quad (2.5)$$

si ricava la variazione infinitesima del potenziale, cioè

$$dV = -V_T \frac{dp}{p} \quad (2.6)$$

Se si integra questa equazione tra una generica posizione x_1 , dove la concentrazione di lacune è p_1 e il potenziale è V_1 (Figura 2.3(a)), e una generica posizione x_2 , dove $p = p_2$ e $V = V_2$, si ha

$$V_{21} \equiv V_2 - V_1 = V_T \ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{KT}{q} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (2.7)$$

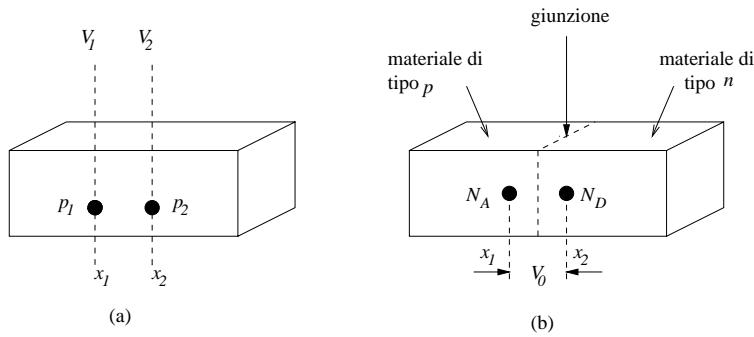


Figura 2.3: (a) Semiconduttore con drogaggio non uniforme; $p(x)$ non è costante; (b) Una porzione è drogata uniformemente con ioni accettori, l'altra sezione è drogata uniformemente con ioni donatori, in tale modo si forma una giunzione metallurgica; ai capi di questa giunzione p - n a gradino si localizza un potenziale di contatto V_0 .

Analogamente, ponendo $J_n = 0$ e procedendo nel modo illustrato sopra, si ottiene:

$$V_{21} \equiv V_2 - V_1 = V_T \ln \frac{n_2}{n_1} = \frac{KT}{q} \ln \frac{n_2}{n_1} \quad (2.8)$$

Dalle equazioni (2.7) e (2.8) si ricavano sia la legge dell'azione di massa che il valore del potenziale di contatto. Infatti, confrontando l'equazione (2.7) con la (2.8) segue che

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{p_1}{p_2} \quad (2.9)$$

ossia

$$n_1 p_1 = n_2 p_2 \quad (2.10)$$

Questa equazione stabilisce che, all'equilibrio termico, il prodotto np è costante indipendentemente da x e quindi dall'entità del drogaggio. In particolare, per un semiconduttore intrinseco, $n = p = n_i$, e quindi

$$np = n_i^2 \quad (2.11)$$

che è la legge dell'azione di massa.

Dalla (2.11) segue anche che

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{p_1}{p_2} = \frac{p_1 n_2}{n_i^2} \quad (2.12)$$

Dall'equazione (2.7) o equivalentemente dall'equazione (2.8), si può allora determinare la *differenza di potenziale di contatto* come altezza della barriera di potenziale agli estremi della giunzione. Riferendo "1" al lato p e "2" al lato n , ponendo $p_1 = p_{p0}$, concentrazione all'equilibrio di lacune nel lato p , e $p_2 = p_{n0}$, concentrazione all'equilibrio di lacune nel lato n (e analogamente $n_1 = n_{p0}$, concentrazione all'equilibrio di elettroni nel lato p , e $n_2 = n_{n0}$, concentrazione all'equilibrio di elettroni nel lato n), si ottiene

$$V_0 = V_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = V_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \quad (2.13)$$

Infine, utilizzando la (2.12), l'altezza della barriera di potenziale agli estremi della giunzione si può esprimere come

$$V_0 = V_T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \quad (2.14)$$

ossia

$$V_0 = \frac{KT}{q} \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \quad (2.15)$$

2.1.1 Giunzione a gradino Una giunzione a gradino è caratterizzata da una forma particolare di drogaggio, in cui il passaggio dalla concentrazione degli ioni accettori da un lato della giunzione a quella degli ioni donatori dall'altro è brusco, come illustrato nella Figura 2.4(a) per una giunzione simmetrica e nella Figura 2.5(a) per una giunzione asimmetrica.

Dalle equazioni (2.14) e (2.15), per una giunzione a gradino in cui si abbia $p \simeq N_A$ e $n \simeq N_D$, il potenziale di contatto si può esprimere come (Figura 2.4):

$$V_0 = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.16)$$

Non è necessario che la concentrazione N_A degli ioni accettori sia uguale alla concentrazione N_D delle impurezze donatrici (Figura 2.5); è anzi un dato di fatto che spesso è vantaggioso avere una giunzione asimmetrica, come vedremo ad esempio nel caso dei transistor bipolari a giunzione.

Nel caso particolare di una giunzione a gradino possiamo studiare l'andamento del campo elettrico e del potenziale in funzione della distanza dalla giunzione (Figure 2.4(b) e 2.5(b)). Ricordiamo che la curva dell'intensità del campo elettrico è proporzionale all'integrale della curva della densità di carica $\rho(x)$ (che, come abbiamo detto, dipende dalla forma del drogaggio), infatti

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (2.17)$$

(dove $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ è la permittività se ϵ_r è la costante dielettrica (relativa) e ϵ_0 è la permittività del vuoto). Dalla (2.17) si ricava

$$\mathcal{E}(x) - \mathcal{E}(x_0) = \int_{x_0}^x \frac{\rho}{\epsilon} dx \quad (2.18)$$

con la condizione al contorno che $\mathcal{E} = 0$ agli estremi della giunzione.

D'altra parte,

$$\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx} \quad (2.19)$$

e quindi il potenziale (Fig. (4c) e (5c), in cui si è posto uguale a zero il potenziale alla superficie di contatto) è l'integrale del campo elettrico cambiato di segno.

La variazione del potenziale elettrostatico nella regione di svuotamento costituisce una barriera di energia potenziale che si oppone all'ulteriore diffusione delle lacune attraverso la giunzione. La forma della barriera di energia potenziale, che si oppone al flusso degli elettroni che, provenendo dal lato n , tenderebbero ad attraversare la giunzione, è mostrata nella Figura 4(d). Essa è simile a quella illustrata nella Figura 2.4(c), eccetto per il fatto che risulta invertita, essendo la carica dell'elettrone negativa. Agli estremi dello strato di svuotamento, si evidenzia la differenza di potenziale di contatto V_0 .

2.1.2 Ampiezza della regione di transizione in una giunzione a gradino Andiamo ora a studiare come varia l'ampiezza della regione di transizione e qual è il valore della capacità ad essa associata, detta appunto *capacità di transizione*. L'ampiezza della regione di transizione gioca un ruolo importante nelle caratteristiche della giunzione. Generalmente, essa varia da 10^{-6} a 10^{-4} cm ($10^{-2} \mu\text{m} \div 1 \mu\text{m}$) ed è funzione della densità di drogaggio dei cristalli di partenza; infatti l'ampiezza delle due regioni di carica spaziale dipende dal processo di diffusione dei portatori maggioritari.

Il rapporto tra lo strato di svuotamento nel cristallo drogato n (\mathcal{W}_n) e quello nel cristallo drogato p (\mathcal{W}_p) è inversamente proporzionale al rapporto delle rispettive densità di impurezze, come si deduce dal fatto che le cariche elettriche ai due lati della giunzione devono essere uguali ed opposte (la carica totale deve essere nulla), cioè

$$N_A \mathcal{W}_p = N_D \mathcal{W}_n \quad (2.20)$$

Naturalmente $\mathcal{W}_p + \mathcal{W}_n = \mathcal{W}$, dove \mathcal{W} è l'ampiezza totale della regione di transizione. Nel caso di giunzioni simmetriche, quindi, l'ampiezza della regione di transizione si estende per un tratto uguale sia nella regione p che nella regione n ; ossia di $\mathcal{W}/2$ a destra e di $\mathcal{W}/2$ a sinistra della superficie di contatto. Nel caso di giunzioni asimmetriche, invece, la regione di transizione sarà maggiore nel cristallo più debolmente drogato.

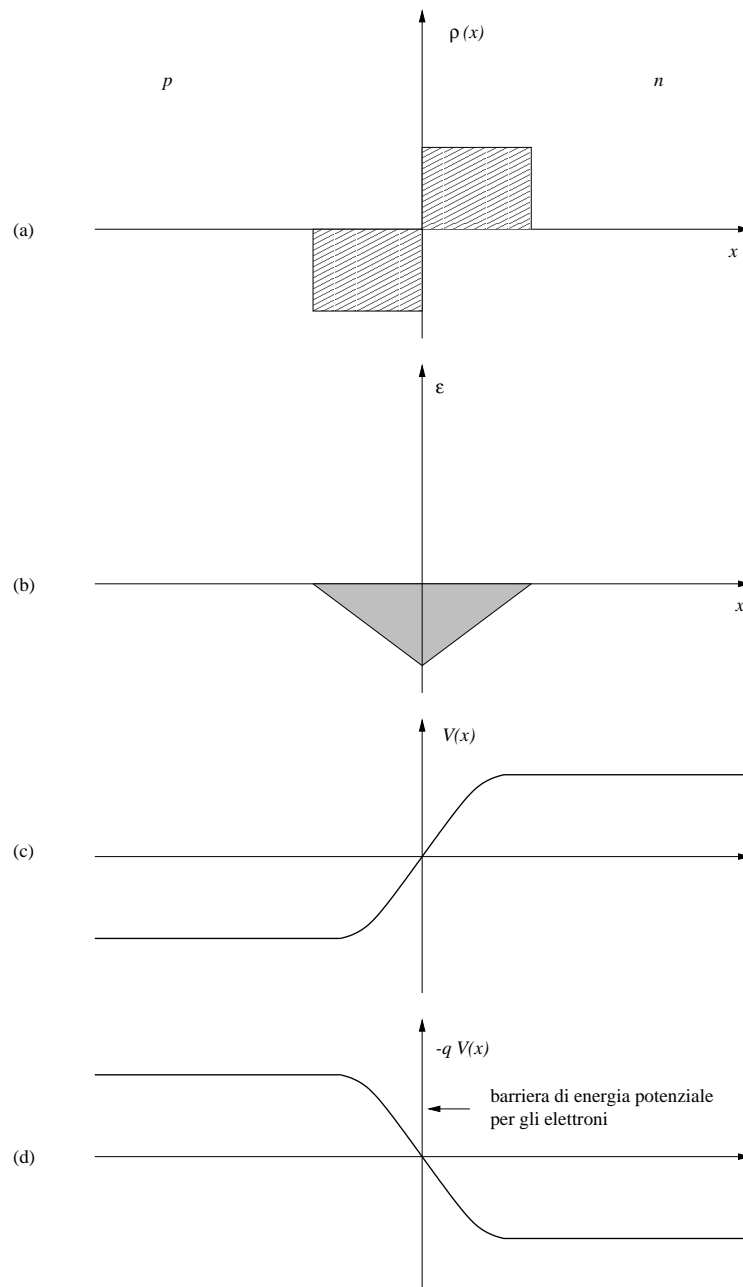


Figura 2.4: Andamento della densità di carica, del campo elettrico, del potenziale e dell'energia potenziale relativa agli elettroni in una giunzione simmetrica con drogaggio a gradino.

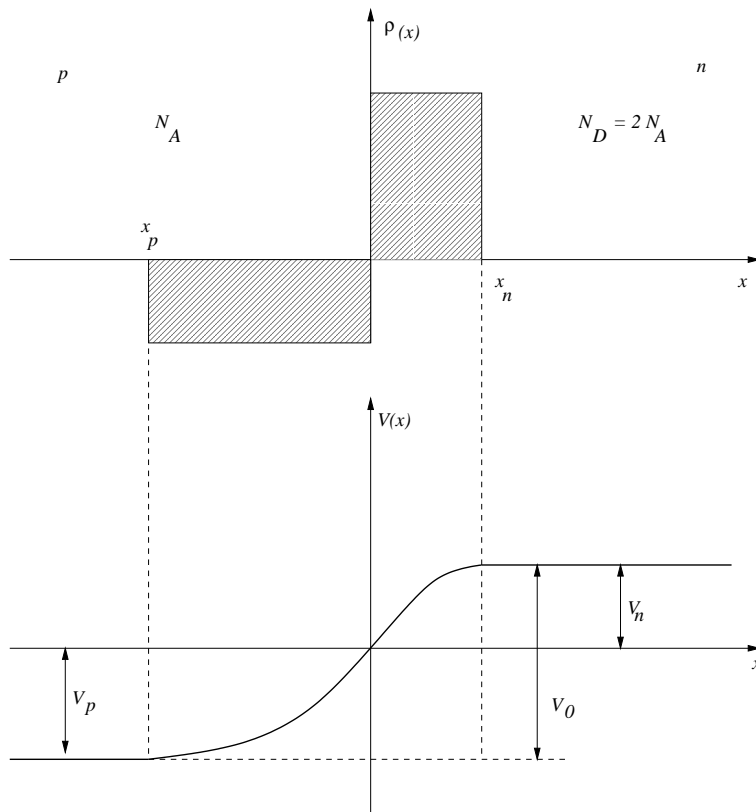


Figura 2.5: Distribuzione della densità di carica e andamento del potenziale per una giunzione asimmetrica con drogaggio a gradino.

Nel caso di giunzioni fortemente asimmetriche, per esempio quando $N_A \gg N_D$, si ha $\mathcal{W}_n \gg \mathcal{W}_p$, per cui

$$\mathcal{W} = |\mathcal{W}_n| + |\mathcal{W}_p| \simeq \mathcal{W}_n \quad (2.21)$$

In questo caso, la relazione tra il campo elettrico e la densità di carica è espressa dall'equazione:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} \simeq \frac{q N_D}{\epsilon} \quad (2.22)$$

con la condizione al contorno che il campo elettrico sia nullo in $x = \mathcal{W}_n \simeq \mathcal{W}$. Integrando l'equazione (2.22) soggetta a queste condizioni al contorno, si ottiene

$$\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx} = \frac{q N_D}{\epsilon}(x - \mathcal{W}) \quad (2.23)$$

Ponendo poi $V = 0$ in $x = 0$ e integrando l'equazione (2.23), si ricava:

$$V(x) = \frac{-q N_D}{2\epsilon}(x^2 - 2\mathcal{W}x) \quad (2.24)$$

La variazione lineare dell'intensità del campo e la legge di dipendenza quadratica del potenziale con la distanza sono illustrate nelle Figure 2.6(b) e 2.6(c). Naturalmente, in $x = \mathcal{W}$, $V = V_0$ è il potenziale di contatto. Cioè:

$$V(\mathcal{W}) = V_0 = \frac{q N_D \mathcal{W}^2}{2\epsilon} \quad (2.25)$$

In definitiva, l'ampiezza totale della giunzione nel caso $N_A \gg N_D$ è data da

$$\mathcal{W} = \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q N_D}} \quad (2.26)$$

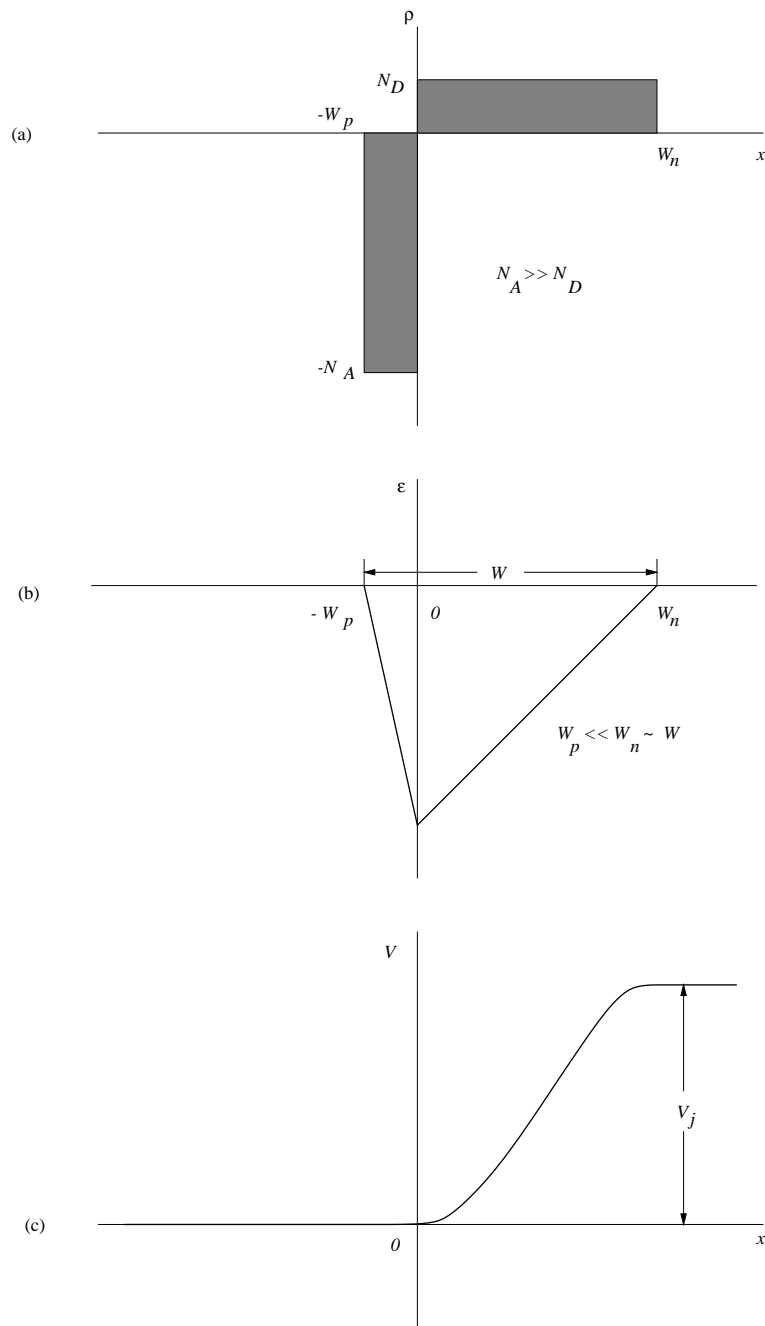


Figura 2.6: (a) Giunzione p - n a gradino polarizzata inversamente; (b) densità di carica; (c) intensità del campo; (d) variazione del potenziale con la distanza x .

Analogamente, sempre nel caso di giunzioni fortemente asimmetriche ma con $N_D \gg N_A$, si dimostra che

$$\mathcal{W} = \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{q N_A}} \quad (2.27)$$

Nel caso generale, si dimostra che le ampiezze di penetrazione, l'altezza della barriera e le densità di atomi donatori e accettori sono parametri legati tra loro dalla seguente relazione:

$$V_0 = \frac{q}{2\epsilon}(N_D \mathcal{W}_n^2 + N_A \mathcal{W}_p^2) \quad (2.28)$$

dove ϵ è la costante dielettrica.

In particolare, per giunzioni simmetriche, ponendo

$$N_A = N_D = N_0 \quad (2.29)$$

e

$$2\mathcal{W}_p = 2\mathcal{W}_n = \mathcal{W} \quad (2.30)$$

si ottiene

$$\mathcal{W} = 2\sqrt{\frac{\epsilon V_0}{q N_0}} \quad (2.31)$$

dove questa volta l'ampiezza della giunzione si estende per $\mathcal{W}/2$ sia a destra che a sinistra rispetto alla superficie di contatto.

2.1.3 Capacità di transizione in una giunzione a gradino Calcoliamo ora la capacità associata a una giunzione a gradino non polarizzata, la cosiddetta *capacità di transizione*. Ricordiamo la definizione generale di capacità:

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (2.32)$$

Nel caso di una giunzione simmetrica, la carica Q contenuta in ciascuna delle due regioni di carica spaziale è data da

$$|Q| = q N_0 \frac{\mathcal{W}}{2} A \quad (2.33)$$

dove A è l'area della giunzione, ossia

$$|Q| = q N_0 A \sqrt{\frac{\epsilon V_0}{q N_0}} \quad (2.34)$$

Derivando la (2.34) si ha

$$C = \frac{1}{2} A \sqrt{\frac{q \epsilon N_0}{V_0}} \quad (2.35)$$

e utilizzando di nuovo la (2.31), l'espressione della capacità assume infine la forma:

$$C = \frac{\epsilon A}{\mathcal{W}} \quad (2.36)$$

Nel caso in cui la giunzione fosse sempre a gradino ma asimmetrica, per cui $N_A \neq N_D$, si può dimostrare che la (2.35) diventa:

$$C = A \sqrt{\frac{q \epsilon N_A N_D}{2V_0(N_A + N_D)}} \quad (2.37)$$

Per giunzioni fortemente asimmetriche in cui $N_D \gg N_A$, la (2.37) diventa:

$$C = A \sqrt{\frac{q \epsilon N_A}{2V_0}} \quad (2.38)$$

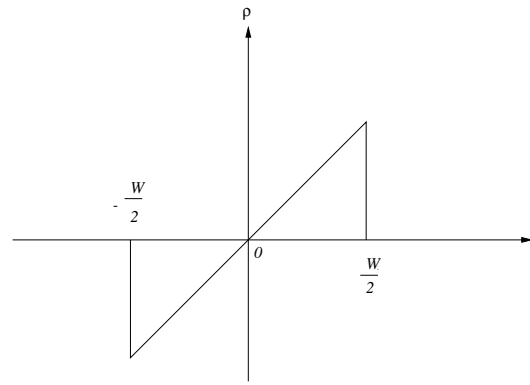


Figura 2.7: Variazione della densità di carica in funzione della distanza in una giunzione p - n di tipo graduale.

e se $N_D \ll N_A$ diventa

$$C = A \sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2V_0}} \quad (2.39)$$

Quello che si trova è che la (2.36) continua ad essere valida anche nel caso di giunzioni asimmetriche. In tal caso si può dimostrare infatti che:

$$C = \frac{\epsilon A}{|\mathcal{W}_n| + |\mathcal{W}_p|} \quad (2.40)$$

con $|\mathcal{W}_n| \neq |\mathcal{W}_p|$. La (2.36) mostra che la capacità di una giunzione è assimilabile a quella di un condensatore ad armature piane e parallele di area A , distanti tra loro \mathcal{W} , separate da un dielettrico la cui costante dielettrica è ϵ .

Quantitativamente, per una giunzione al germanio, la cui costante dielettrica ϵ_r è pari a 16, per un'ampiezza della zona di transizione dell'ordine di $1 \mu\text{m}$, si ha una capacità nell'unità di superficie pari a circa $1,4 \times 10^4 \text{ pF/cm}^2$, che corrisponde, per una giunzione ad esempio di 1 mm^2 di superficie, ad una capacità di 140 pF. Per un'analoga giunzione al silicio, $\epsilon_r = 12$ e si ottiene una capacità nell'unità di superficie di $1,5 \times 10^4 \text{ pF/cm}^2$.

2.1.4 Giunzione a variazione lineare In tale tipo di giunzione la densità di carica varia gradualmente (quasi linearmente), come indicato nella Figura 2.7. Se si esegue, per una giunzione di questo tipo, un'analisi simile alla precedente, si trova che è ancora valida l'equazione (2.36), mentre \mathcal{W} varia come $V_0^{1/3}$ e non come $V_0^{1/2}$. Una giunzione a variazione lineare è, per esempio, quella che si forma tra il collettore e la base di un transistor integrato.

2.2 Giunzione polarizzata

Finora ci siamo occupati della struttura e delle caratteristiche di una giunzione p - n non polarizzata. Vogliamo ora studiarne il comportamento quando essa è polarizzata, ossia quando ai suoi capi è applicata una differenza di potenziale. La polarizzazione si dice *diretta* quando la regione p è connessa con il terminale positivo di una batteria e la regione n con quello negativo; invertendo le connessioni, la polarizzazione si dice *inversa*. Nelle Figure 2.9 e 2.11 sono messi in risalto i contatti metallici di cui sono provvisti i materiali omogenei di tipo p e di tipo n . Si vede che sono state introdotte due giunzioni metallo-semiconduttore, una a ciascuna estremità del diodo. Ci si attende che si manifesti un potenziale di contatto attraverso queste giunzioni aggiuntive. I contatti elettrici tra il semiconduttore e il circuito di polarizzazione esterno vengono realizzati in modo tale da non essere non raddrizzanti. Contatti di tale natura prendono il nome di *contatti resistivi* o *ohmici*. Inoltre, si suppone, in prima approssimazione, che la tensione esterna sia applicata direttamente ai capi della superficie di contatto. Ciò significa trascurare la caduta di tensione ai capi dei contatti metallo-semiconduttore e attraverso

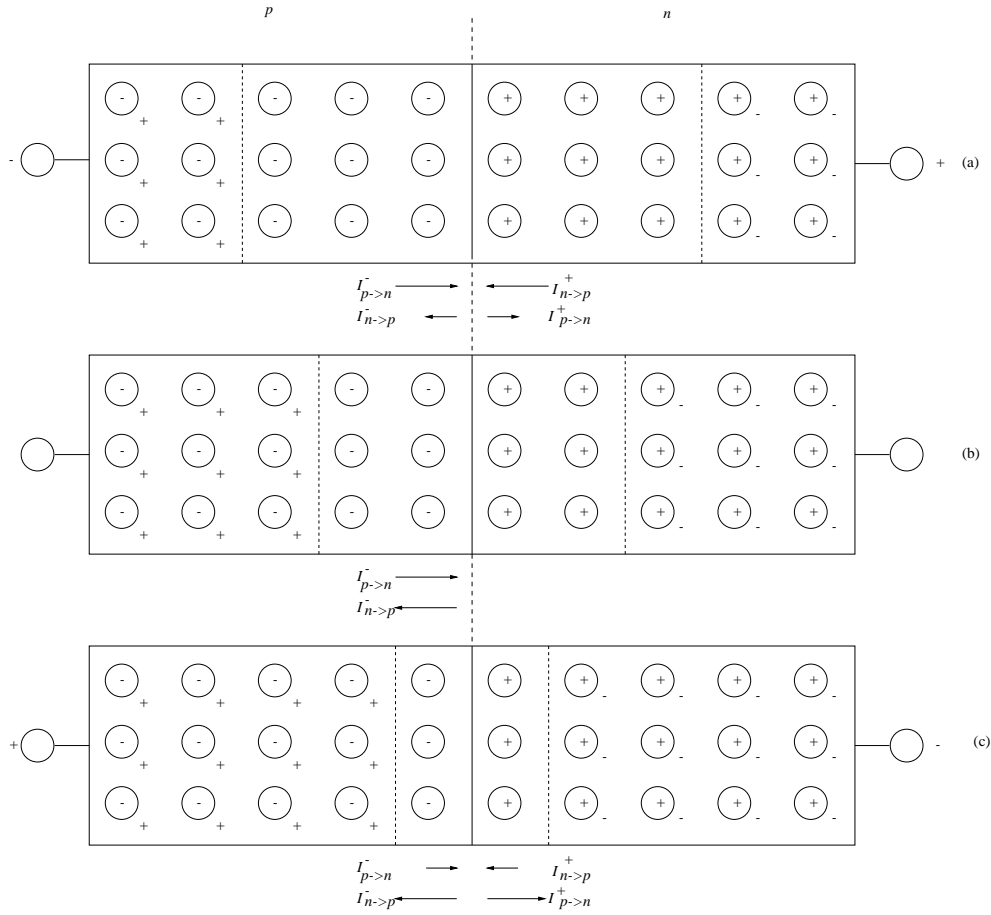


Figura 2.8: Diagramma schematico di una giunzione: (a) polarizzata inversamente; (b) non polarizzata; (c) polarizzata direttamente. Data la convenzione sul verso delle correnti, le correnti $I_{p \rightarrow n}^-$ e $I_{n \rightarrow p}^-$ hanno verso opposto a quello indicato dalle frecce.

il cristallo stesso, ossia trascurare la resistenza dei contatti ohmici e la resistenza detta di volume o di massa del cristallo.

Quando si applica una tensione ad una giunzione p - n si verificano due fenomeni:

1. cambia lo spessore della regione di transizione e quindi il valore della capacità di transizione in funzione del potenziale V applicato (Figura 2.8). In presenza di una tensione esterna occorre sostituire a V_0 , nelle equazioni (2.26), (2.27) e (2.31), il valore

$$V_t = V_0 + V \quad (2.41)$$

dove V è il valore della tensione esterna (tenendo conto della polarità) che si suppone applicata direttamente ai capi della superficie di contatto. In corrispondenza, la capacità di transizione della giunzione è ancora data da $C = \epsilon A/W$, con W che varia come $V_t^{1/2}$ per una giunzione a gradino e come $V_t^{1/3}$ per una giunzione a variazione lineare. Precisamente, nel caso di giunzioni simmetriche in polarizzazione inversa, si ha che V ha la stessa polarità di V_0 e allora l'ampiezza dello strato di svuotamento aumenta:

$$\mathcal{W} = 2\sqrt{\frac{\epsilon(V_0 + |V|)}{qN_0}} \quad (2.42)$$

In polarizzazione diretta, invece, V è di polarità opposta a V_0 e allora l'ampiezza della regione di transizione si riduce:

$$\mathcal{W} = 2\sqrt{\frac{\epsilon(V_0 - |V|)}{qN_0}} \quad (2.43)$$

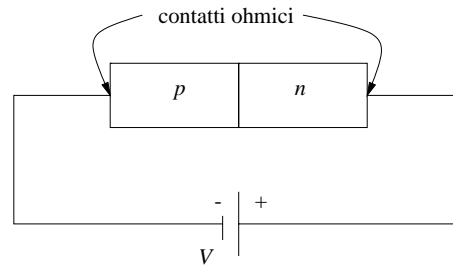


Figura 2.9: Giunzione p - n polarizzata inversamente.

E' importante anche notare che a parità di tensione applicata l'ampiezza della zona di transizione diminuisce all'aumentare del drogaggio come $N_0^{1/2}$.

2. circola una corrente $i = i(V)$, la cui intensità è funzione della tensione applicata.

Andiamo ora a studiare in dettaglio il comportamento della giunzione, in particolare l'andamento dell'intensità della corrente in funzione della tensione applicata, detta *caratteristica tensione-corrente*, nei due possibili casi di polarizzazione.

2.2.1 Polarizzazione inversa Quando si polarizza inversamente una giunzione i portatori maggioritari sono attratti dai terminali della batteria, allontanandosi quindi dalla superficie di separazione, e come prima conseguenza si ha un allargamento della regione di transizione. I portatori minoritari, creati termicamente, sottoposti all'azione del campo esterno applicato, si dirigeranno anch'essi verso i terminali della batteria, ma attraversando la superficie di separazione. I due tipi di moto sono sostanzialmente diversi; infatti, mentre quello dei portatori maggioritari è solo transitorio e cessa non appena il controcampo creato dalle nuove regioni di carica spaziale bilancia l'effetto del campo esterno, quello dei portatori minoritari seguita indefinitamente e, fissata la temperatura, dà luogo ad una corrente che dipende solo dal numero di coppie elettrone-lacuna create termicamente, ossia, in definitiva, dalla concentrazione intrinseca n_i . Tale corrente I_0 , chiamata *corrente inversa* della giunzione, è una corrente di conduzione dei portatori minoritari attraverso la superficie di contatto in $x = 0$ ed è indipendente, entro un intervallo relativamente ampio, dal valore della tensione esterna applicata; I_0 è dell'ordine di qualche μA o al massimo di alcune decine di μA per giunzioni al germanio, mentre per giunzioni al silicio si hanno correnti inverse circa 10^3 volte minori: ciò corrisponde al fatto che la concentrazione intrinseca è circa 10^3 volte minore nel silicio rispetto al germanio. Poiché le concentrazioni all'equilibrio termico dei portatori minoritari p_{n0} e n_{p0} dipendono da n_i e quindi dalla temperatura T , I_0 è anch'essa una funzione di T (Figura 2.10).

È importante sottolineare che il valore della tensione inversa non può essere arbitrariamente grande; infatti, quando la tensione inversa supera in modulo un certo valore V_z , il dispositivo cambia completamente il suo comportamento e la corrente aumenta bruscamente di diversi ordini di grandezza senza corrispondente aumento della tensione ai suoi capi, come illustrato in Figura 2.10.

In definitiva, in una giunzione polarizzata inversamente la corrente è molto bassa ma non nulla, ossia essa si comporta come un resistore ad elevata resistenza, dell'ordine dei $\text{M}\Omega$ o decine di $\text{M}\Omega$.

2.2.2 Polarizzazione diretta Polarizzando direttamente una giunzione, i terminali della batteria forniscono elettroni alla regione n e ne sottraggono alla regione p e le regioni di carica spaziale diminuiscono in ampiezza. In conseguenza di ciò, si riduce il campo creato dalla barriera e viene favorita la diffusione di lacune dalla regione p a quella n , dove costituiscono una corrente iniettata di portatori minoritari. Analogamente, gli elettroni attraversano la giunzione in direzione opposta e danno origine a una corrente iniettata di portatori minoritari nel lato p . Le lacune che si spostano da sinistra verso destra formano una corrente nella medesima direzione di quella degli elettroni che si muovono da destra verso sinistra. La corrente totale che attraversa la giunzione è dunque la somma delle correnti minoritarie delle lacune nel lato n e degli elettroni nel lato p . Ricordiamo che in un semiconduttore la corrente è la somma di una corrente di conduzione e di una di

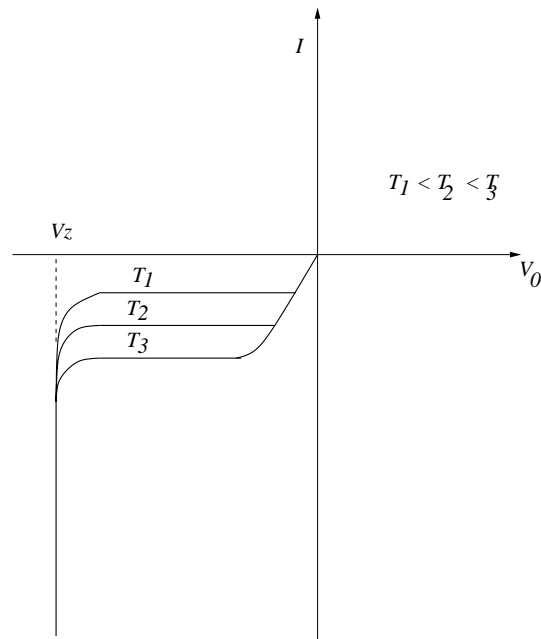


Figura 2.10: Caratteristica tensione-corrente di una giunzione $p-n$ polarizzata inversamente, con indicazione della tensione di rottura V_z .

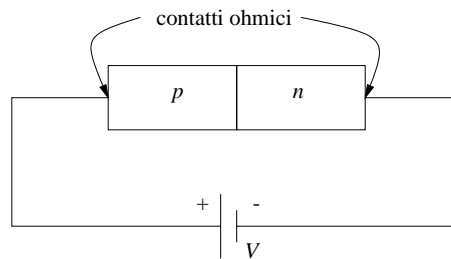


Figura 2.11: Giunzione $p-n$ polarizzata direttamente

diffusione, e che mentre la corrente di conduzione è proporzionale alla concentrazione dei portatori, la corrente di diffusione è proporzionale al gradiente della concentrazione. Perciò, nel caso di una giunzione a gradino polarizzata direttamente, si ha che la corrente di trascinato dei portatori minoritari iniettati attraverso la giunzione è trascurabile rispetto alla corrente di diffusione dei portatori minoritari stessi. In altri termini, la corrente dei portatori minoritari attraverso la superficie di contatto in $x = 0$ è praticamente solo corrente di diffusione.

Il fenomeno della conduzione in una giunzione polarizzata può anche essere descritto nel modo seguente. Quando alla giunzione $p-n$ non viene applicata tensione, attraverso la giunzione si manifesta una certa barriera di energia di potenziale. Quando la giunzione è polarizzata inversamente, l'altezza della barriera di energia potenziale aumenta della quantità qV . L'incremento nell'altezza della barriera provoca una riduzione del flusso dei portatori maggioritari (cioè lacune nel lato p e elettroni nel lato n). D'altra parte, i portatori di minoranza (cioè gli elettroni nel lato p e le lacune nel lato n), dovendo semplicemente scendere dalla collina di energia potenziale, non risultano minimamente influenzati dall'aumento di altezza della barriera. Analogamente, quando la giunzione è polarizzata direttamente, l'altezza della barriera di energia potenziale vista dai portatori maggioritari diminuisce, e quindi aumenta il numero di quelli che attraversano la giunzione, fino a che per $V = V_0$ la resistenza andrebbe a zero e la corrente dovrebbe nominalmente tendere all'infinito.

In realtà, per tensioni di polarizzazione diretta vicine o maggiori di V_0 , occorre tener conto della resistenza del materiale e dei contatti elettrici. La resistenza, cioè, non può comunque andare a zero, pur diventando molto bassa, così come in polarizzazione inversa la resistenza non è infinita, pur essendo molto alta. Infatti, finora si è

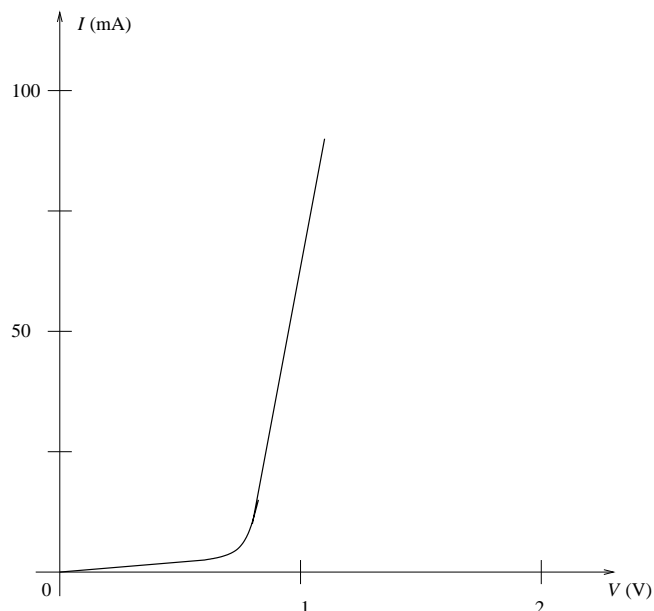


Figura 2.12: Caratteristica tensione-corrente in una giunzione al Silicio polarizzata direttamente.

fatta l'ipotesi che la tensione di polarizzazione esterna si localizzi direttamente ai capi della giunzione e produca l'effetto di innalzare o abbassare la differenza di potenziale elettrostatico ai capi della giunzione. Supponendo che la tensione ai capi dei contatti ohmici metallo-semiconduttore rimanga costante e che la caduta di tensione nel volume del cristallo sia trascurabile, risulta effettivamente che l'intera tensione applicata appare ai capi della giunzione $p-n$ come variazione dell'altezza della barriera di potenziale. Ma quando la tensione diretta V viene aumentata fino a che V è prossimo a V_0 , per cui la barriera scomparirebbe e la corrente potrebbe diventare arbitrariamente elevata, la resistenza di volume del cristallo e la resistenza dei contatti ohmici intervengono a limitare la corrente. In queste circostanze non è più possibile supporre che tutta la tensione V si manifesti come variazione di tensione ai capi della giunzione $p-n$. Se ne conclude che, quando la tensione diretta V diventa confrontabile con V_0 , la corrente che attraversa una giunzione $p-n$ reale non è infinita ma determinata dalle resistenze dei contatti ohmici e dalla resistenza di massa del cristallo. La tensione V_0 corrisponde così alla tensione di "ginocchio" presente nelle caratteristiche tensione-corrente delle giunzioni $p-n$ (Figura 2.12).

2.2.3 Giunzione $p-n$ in corto circuito e a circuito aperto Se si pone uguale a zero la tensione V delle Figure 2.9 e 2.11, la giunzione $p-n$ risulta in corto circuito. In queste condizioni non è possibile alcun flusso di corrente ($I = 0$) e il potenziale elettrostatico V_0 rimane invariato al valore che esso assume in condizioni di circuito aperto. Se ci fosse infatti una corrente ($I \neq 0$) il metallo dovrebbe riscaldarsi. Poiché non sono disponibili sorgenti di energia esterne, l'energia necessaria per riscaldare il filo di metallo dovrebbe essere fornita dalla sbarretta $p-n$, che dovrebbe perciò raffreddarsi. In condizioni di equilibrio termico non è evidentemente possibile il contemporaneo manifestarsi del riscaldamento del metallo e del raffreddamento della sbarretta: si conclude quindi che $I = 0$. Poiché nella situazione di corto circuito la somma delle tensioni lungo la maglia chiusa deve essere nulla, il potenziale di giunzione V_0 deve essere compensato esattamente dai potenziali di contatto metallo-semiconduttore che si manifestano nei contatti ohmici. Poiché la corrente è nulla, il filo può essere tagliato senza che la situazione si modifichi; la differenza di tensione ai due capi del taglio resta nulla. Se si connette un voltmetro nel tentativo di misurare V_0 ai capi del taglio, lo strumento indicherà una tensione nulla. In altri termini, non è possibile misurare la differenza di potenziale di contatto direttamente con un voltmetro.

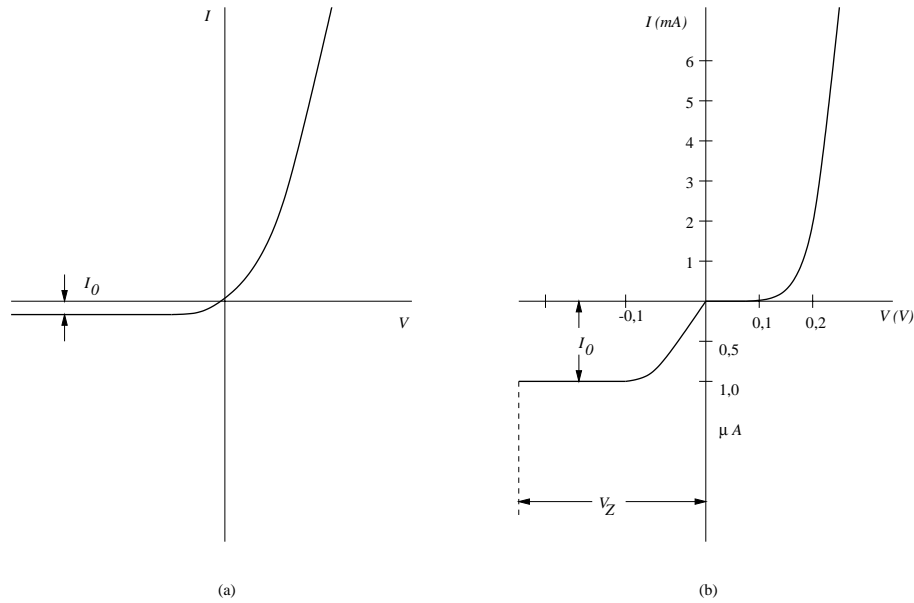


Figura 2.13: (a) Caratteristica tensione-corrente di una giunzione $p-n$ ideale. (b) Caratteristica tensione-corrente di una giunzione al germanio disegnata in modo da mostrare l'ordine di grandezza delle correnti. Si noti che per le correnti inverse si è usata una scala espansa. La parte di curva tratteggiata indica il breakdown alla tensione V_Z .

2.2.4 Caratteristica tensione-corrente La caratteristica completa tensione-corrente di una giunzione risulta descritta dalla relazione

$$I = I_0(e^{V/\eta V_T} - 1) \quad (2.44)$$

ed è illustrata nella Figura 2.13.

L'intensità della corrente I è positiva quando la corrente fluisce dal lato p verso il lato n . La giunzione è polarizzata direttamente se la tensione V è positiva, cioè quando il lato p della giunzione è positivo rispetto al lato n . Il simbolo η vale quasi sempre 1; vale approssimativamente 2 nel caso del silicio per piccole correnti.

Quando la tensione V è positiva e pari ad alcune volte V_T (fino a circa V_0), si può trascurare l'unità che compare nella parentesi dell'equazione (2.44); di conseguenza, eccetto che in un piccolo intervallo di valori della tensione in prossimità dell'origine, la corrente aumenta esponenzialmente con la tensione. Quando invece la giunzione è polarizzata inversamente e $|V|$ vale alcune volte V_T , risulta $I \simeq -I_0$. La corrente inversa è perciò costante e indipendente dalla polarizzazione inversa applicata. Per questo motivo I_0 è detta corrente inversa di saturazione. Normalmente i valori delle correnti dirette entro cui viene fatto funzionare un dispositivo $p-n$ sono di alcuni ordini di grandezza più elevati dell'intensità della corrente di saturazione inversa; questo è anche il motivo per cui, raffigurando la curva della caratteristica tensione-corrente, si utilizzano scale diverse sugli assi.

2.2.5 Tensione di soglia V_γ Un punto caratteristico, ben visibile nella Figura 2.14, corrisponde alla *tensione V_γ di soglia, o di offset, o di ginocchio*, al di sotto della quale la corrente è assai piccola (ossia inferiore all'uno per cento del massimo valore tollerato) e al di sopra della quale la corrente aumenta molto rapidamente. Dalla figura si vede che V_γ vale approssimativamente 0,2 V per il germanio e 0,6 V per il silicio, ossia l'inizio del ginocchio nella caratteristica della giunzione di silicio si manifesta circa 0,4 V oltre il ginocchio della caratteristica della giunzione di germanio, come ci si attende dalla dipendenza del potenziale di contatto dalla concentrazione intrinseca (equazione 2.16) e dal fatto che essa è circa 1000 volte maggiore nel germanio che nel silicio. Dal punto di vista dell'equazione (2.44), la ragione di tale differenza deriva, in parte, dal fatto che l'intensità della corrente di saturazione inversa di una giunzione al germanio è normalmente maggiore di un fattore pari a circa 1000 (sempre perchè la concentrazione intrinseca è circa 1000 volte maggiore nel germanio che nel silicio) rispetto a quella di una giunzione al silicio che abbia valori limite di funzionamento confrontabili. Il valore di I_0 in una giunzione al germanio, alla temperatura ambiente, è dell'ordine dei μA , mentre per una

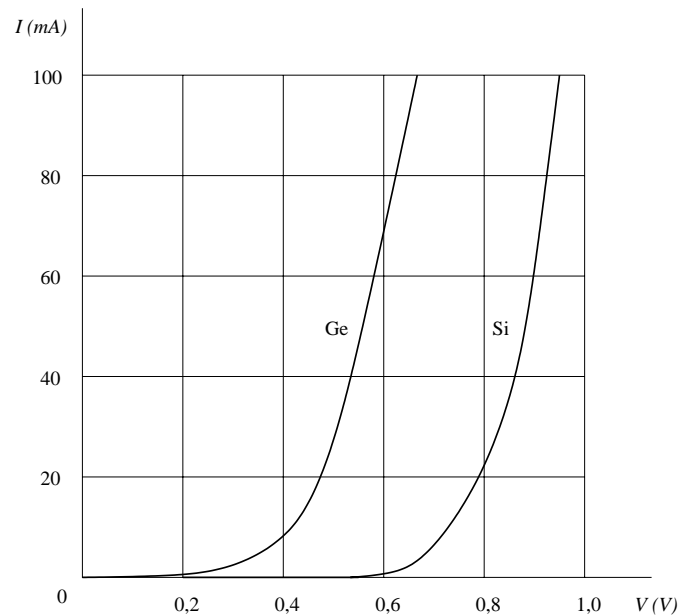


Figura 2.14: Caratteristica tensione-corrente di una giunzione al germanio e di una al silicio a 25°C

giunzione al silicio è dell'ordine dei nA. Inoltre, nel silicio, con piccole correnti, $\eta = 2$, e quindi per tensioni sino ad alcuni decimi di volt la corrente aumenta con la legge $e^{V/2V_T}$; solo per valori più elevati di tensione torna ad aumentare con la legge e^{V/V_T} . Questa minore dipendenza iniziale della corrente dalla tensione dà origine a un ulteriore ritardo nell'ascesa della caratteristica del silicio.

2.2.6 Caratteristica logaritmica È interessante esaminare la famiglia delle curve relative ad una giunzione al silicio riportate in scala logaritmica nella Figura 2.15. Dall'equazione (2.44), supponendo che V sia alcune volte la tensione V_T , in modo da poter trascurare l'unità, e passando ai logaritmi in base 10, si ottiene

$$\log I = \log I_0 + 0,434 \cdot \frac{V}{\eta V_T} \quad (2.45)$$

Ci si attende pertanto che nella figura, dove viene tracciato il $\log I$ in funzione di V , le varie curve siano linee rette; si trova infatti che, per basse correnti, le curve hanno un andamento lineare corrispondente a $\eta \simeq 2$. Per correnti elevate, un aumento della tensione non comporta incrementi della corrente così ampi come per valori bassi della corrente. La ragione di questo comportamento come già abbiamo discusso in precedenza, è da ricercarsi nella resistenza di massa della giunzione. Per valori bassi della corrente, la caduta resistiva di tensione è trascurabile e la tensione applicata esternamente fa semplicemente diminuire la barriera di potenziale della giunzione p - n , e la corrente sale esponenzialmente. Per correnti elevate, la tensione impressa dall'esterno è destinata principalmente a stabilire un campo elettrico che consenta di vincere la resistenza di massa del materiale semiconduttore. Pertanto, a correnti elevate, il dispositivo si comporta come una resistenza, e, corrispondentemente, l'aumento della corrente con la tensione è lineare piuttosto che esponenziale (ossia su scala logaritmica cresce molto lentamente).

2.2.7 Tensione di breakdown La porzione tratteggiata nella curva della Figura 2.13(b) indica che, per una tensione di polarizzazione inversa pari a V_Z , la caratteristica della giunzione presenta un brusco e accentuato scostamento dal comportamento previsto dall'equazione (2.44). In corrispondenza di tale valore critico la corrente inversa passa rapidamente da pochi μA a centinaia di mA o addirittura a qualche A. Si dice che la giunzione si trova nella *regione di breakdown*. In questa regione, la resistenza ohmica della giunzione crolla quasi a zero e la tensione di polarizzazione inversa resta pressoché costante al valore di break-

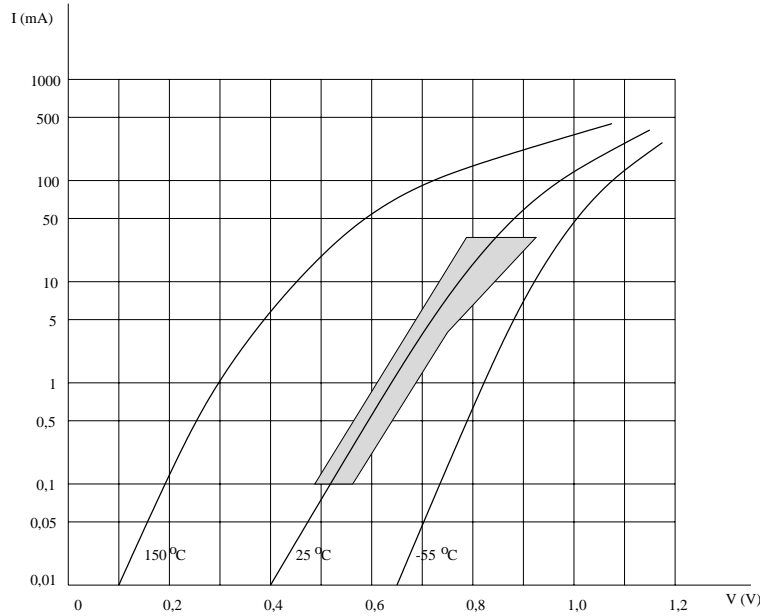


Figura 2.15: Caratteristiche tensione-corrente, a tre diversi valori della temperatura, di un diodo al silicio. L'area tratteggiata indica, nel caso di 25°C, i limiti che si possono riscontrare nei valori della conduttanza. Si noti che la scala verticale è logaritmica e comprende nel suo insieme un'escursione di corrente pari a un rapporto 1:50.000

down. In generale, il fenomeno del breakdown è connesso sia alle proprietà del materiale con cui è realizzata la giunzione sia alle caratteristiche della giunzione stessa.

Si conoscono due meccanismi che possono produrre breakdown al crescere della tensione inversa: l'effetto Zener e la moltiplicazione a valanga. Consideriamo una giunzione $p-n$ a gradino alla stregua di un condensatore ad armature piane e parallele, separate da una distanza \mathcal{W} , pari allo spessore della zona di transizione. Il campo elettrico tra le armature è approssimabile a V_t/\mathcal{W} . L'ampiezza della regione di transizione aumenta con $V_t^{1/2}$. Poiché $V \gg V_0$ si ha che

$$V_t = V_0 + V \approx V \quad (2.46)$$

per cui il campo elettrico attraverso la giunzione aumenta proporzionalmente a $V^{1/2}$. È chiaro, quindi, come per un certo valore di V il campo elettrico possa assumere valori tali da provocare una rottura diretta dei legami, ovvero tali che su un elettrone legato possa essere esercitata una forza sufficientemente intensa da strapparli dal corrispondente legame covalente. La rottura dei legami comporta la creazione di un gran numero di coppie elettrone-lacuna, facendo così crescere la corrente inversa di saturazione I_0 di diversi ordini di grandezza; I_0 in queste condizioni è limitata solo dalla resistenza del circuito esterno in cui è presente la giunzione. Questo fenomeno è chiamato *effetto Zener*, poiché è a Clarence Zener che si devono i primi lavori sui fenomeni di rottura nei dielettrici. Tale termine è dunque riferito in senso stretto alla rottura dei legami covalenti presenti nel reticolo del cristallo nelle immediate vicinanze della giunzione, per effetto dell'intenso campo elettrico che si crea quando la tensione di polarizzazione inversa aumenta. Per giunzioni al silicio, valori tipici del campo per cui si ha effetto Zener sono dell'ordine di 10^6 V/cm. Dato che l'ampiezza della regione di transizione diminuisce all'aumentare del drogaggio, essendo $\mathcal{E} = V_t/\mathcal{W}$, si ha che a parità di tensione applicata l'intensità del campo elettrico \mathcal{E} aumenta al crescere della concentrazione delle impurezze. Questo comporta che tale valore viene raggiunto già per tensioni inferiori a circa 6 V (tra 2 e 6 V) nel caso di drogaggi molto elevati.

Nel caso di drogaggi inferiori (in particolare per materiali ultra puri), la tensione di breakdown è più elevata e l'effetto che scatta per primo risulta essere un altro: il processo di *moltiplicazione a valanga*, che si verifica quando un portatore di carica, ad esempio un elettrone, tra due urti consecutivi acquista energia cinetica sufficiente a strappare per collisione un altro elettrone legato ad un atomo del reticolo e creare quindi una nuova coppia elettrone-lacuna. I nuovi portatori creati per collisione possono, se il campo è sufficientemente intenso, iterare il processo e creare a loro volta nuovi portatori di carica liberi. Questo processo cumulativo conduce rapidamente ad un aumento di corrente con un processo a catena. Il meccanismo di creazione a valanga può

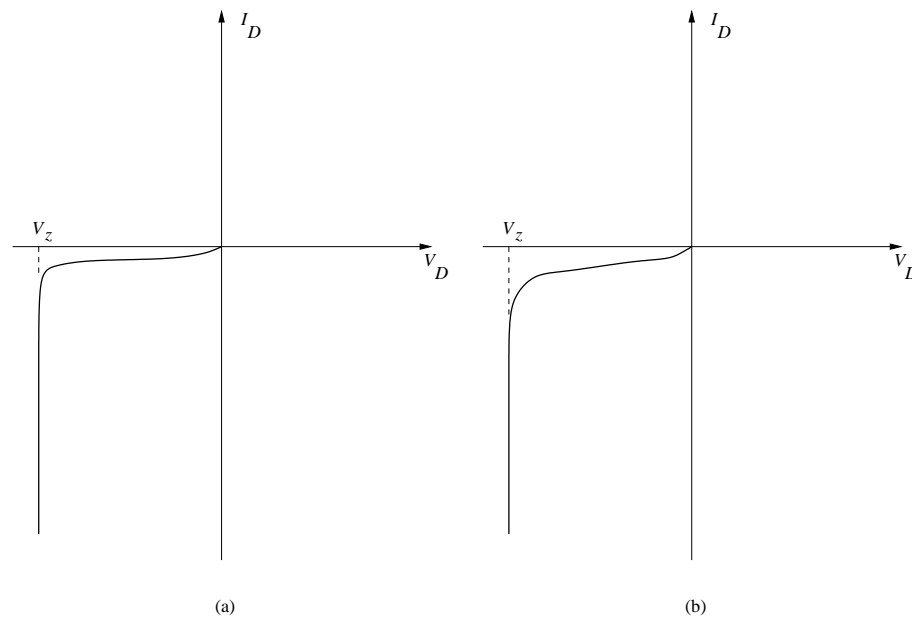


Figura 2.16: Tensione di breakdown: (a) nel caso di rottura per effetto Zener; (b) nel caso di rottura per ionizzazione a valanga.

essere ritenuto praticamente l'unico processo responsabile dei fenomeni di breakdown in giunzioni a bassissimo drogaggio. I fenomeni presenti in giunzioni realizzate con materiali a drogaggio intermedio sono più difficili da definire. Tuttavia, un breakdown a valanga si distingue molto facilmente da qualsiasi altro meccanismo guardando la relazione tensione-corrente per polarizzazione inversa. Infatti, il meccanismo a valanga comporta una certa dipendenza della corrente inversa I_0 dal valore della tensione di polarizzazione, come mostrato in Figura 2.16(b), corrispondente all'aumento di energia cinetica degli elettroni con la tensione applicata, mentre il breakdown alla Zener impone una rigorosa costanza di I_0 , come mostrato in Figura 2.16(a), fino alla V_Z di breakdown, in corrispondenza della quale la corrente I_0 cresce repentinamente di diversi ordini di grandezza. Inoltre, le giunzioni basate sul meccanismo a valanga hanno una tensione di rottura che cresce (di $\sim 0,1 \text{ \%}/^\circ\text{C}$) con la temperatura, ossia hanno un coefficiente di temperatura positivo (ciò è dovuto al fatto che all'aumentare della temperatura aumenta la frequenza degli urti contro gli ioni del reticolo e quindi diminuisce l'energia cinetica media acquistata dagli elettroni a parità di tensione applicata), mentre quelle "alla Zener" hanno una V_Z che decresce (sempre $\sim 0,1 \text{ \%}/^\circ\text{C}$) all'aumentare di T , ossia hanno un coefficiente di temperatura negativo, (ciò è dovuto al fatto che all'aumentare della temperatura diminuisce l'energia E_G necessaria per rompere i legami covalenti). Per tensioni V_Z dell'ordine di circa $5 \div 6 \text{ V}$, cioè per giunzioni in cui intervengono entrambi i fenomeni di rottura, il coefficiente di temperatura è praticamente nullo; tale caratteristica è importante nel caso in cui sia richiesta un'elevata stabilità termica.

In definitiva, il meccanismo Zener è prevalente nelle giunzioni realizzate con materiali fortemente drogati, ad esempio a concentrazioni dell'ordine di $10^{18} \text{ impurezze}/\text{cm}^3$, che presentano tensioni di rottura dell'ordine di qualche V (tipicamente tra 2 e 6 V), mentre il breakdown a valanga si ha con giunzioni realizzate con materiali il cui livello di drogaggio è al di sotto di $10^{17} \text{ impurezze}/\text{cm}^3$, che presentano una V_Z compresa tra 20 e 50 V.

2.2.8 Giunzione asimmetrica Nel caso particolare di una giunzione fortemente asimmetrica, in cui le differenze di drogaggio stanno nel rapporto $10^3 : 1$, si ha che la corrente diretta è formata quasi esclusivamente da portatori di un solo tipo. Specificamente, nel caso di una regione p fortemente drogata e di una regione n drogata debolmente, almeno il 99% dei portatori sarà formato dalle lacune che diffondono attraverso la giunzione nella regione n . Il risultato di tutto ciò è un forte aumento della conducibilità nella regione n nelle immediate vicinanze della giunzione. È come se la regione p iniettasse lacune nella regione n . Per questo motivo, giunzioni di questo tipo sono chiamate a *iniezione*. Il risultato finale del processo di iniezione è quello di mantenere un'alta conducibilità e quindi elevate correnti in corrispondenza di deboli tensioni di polarizzazione,

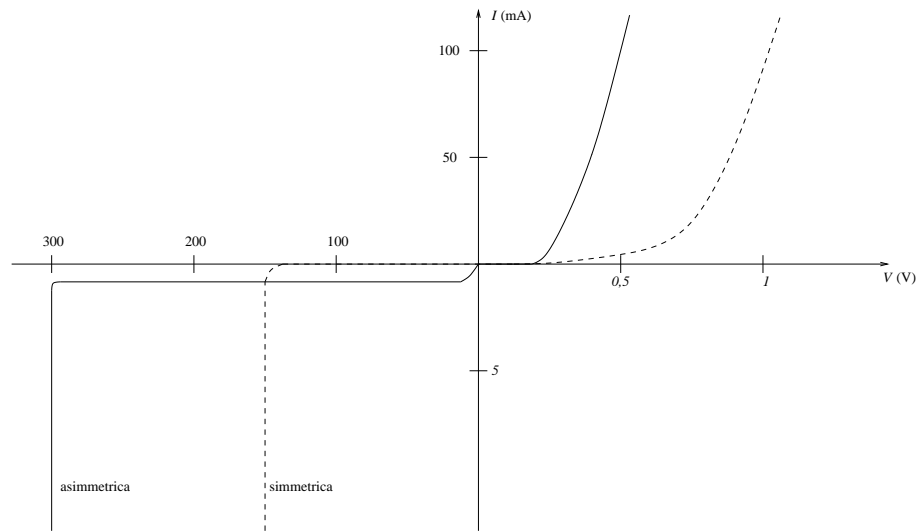


Figura 2.17: Confronto tra le caratteristiche di una giunzione simmetrica e di una fortemente asimmetrica.

come mostrato in Figura 2.17, dove è schematizzata una tipica caratteristica tensione-corrente per una giunzione asimmetrica. Nella stessa figura è riportata anche la caratteristica di una tipica giunzione simmetrica. La bassissima resistenza offerta dalla regione p fortemente drogata al moto delle lacune e l'abbassamento della resistività nella regione n , conseguente alla massiccia iniezione di lacune, fa sì che la resistività della giunzione sia ridotta di diversi ordini di grandezza. Sempre dalla Figura 2.17, si può vedere che le giunzioni di questo tipo hanno una corrente inversa più elevata (almeno un ordine di grandezza) di quella relativa a una giunzione simmetrica, e una maggiore tensione inversa di rottura. Tuttavia, in generale, le caratteristiche peculiari di una giunzione asimmetrica dipendono da numerosi parametri: resistività dei materiali impiegati, vita media dei portatori minoritari, spessore della giunzione, ecc. Molto spesso, quindi, è possibile realizzare condizioni ottimali ed ottenere giunzioni a iniezione con caratteristica inversa confrontabile con quelle di una giunzione simmetrica. Le giunzioni asimmetriche sono alla base del funzionamento del transistor bipolare a giunzione.

3.1 Introduzione

Da quanto detto nel capitolo precedente, risulta che la caratteristica fondamentale di una giunzione è quella di costituire un diodo, ossia un elemento circuitale che permette il passaggio della corrente in un verso e la ostacola nel verso opposto, come si vede dalla Figura 2.13 del capitolo precedente. Quindi un diodo a semiconduttore presenta tutte le caratteristiche per poter funzionare come diodo rettificatore e come dispositivo binario. In Figura 3.1 sono mostrati il simbolo strutturale e il simbolo circuitale più comunemente usati per un diodo a giunzione.

3.2 Il diodo come raddrizzatore

Se il comportamento di un diodo a giunzione fosse quello di un diodo ideale, la cui caratteristica è quella mostrata in Figura 3.2, esso dovrebbe avere una resistenza diretta nulla e una resistenza inversa infinita. In realtà per qualsiasi diodo a semiconduttore la resistenza diretta è molto piccola, senza però mai essere nulla, così come la resistenza inversa è molto grande, senza però essere infinita. Tipicamente la resistenza diretta assume valori compresi tra 10 e 500 Ω , mentre la resistenza inversa varia tra 100 k Ω e alcuni M Ω . In realtà, non essendo un diodo a semiconduttore un elemento ohmico, in cui la resistenza è indipendente dalla tensione applicata, non si può parlare semplicemente di resistenza, ma si introduce il concetto di *resistenza differenziale*, r , che varia lungo la caratteristica.

I diodi a giunzione adoperati nella pratica sono quasi sempre realizzati con cristalli di germanio o di silicio; quelli al silicio sono preferiti a quelli al germanio quando è importante avere una corrente inversa molto piccola. Il diverso comportamento, già sottolineato, di un diodo al silicio e di uno al germanio è mostrato in Figura 3.3 dove sono riportate le loro diverse caratteristiche $I_D = f(V)$. Ricordiamo che a temperatura ambiente la caratteristica di un diodo al germanio presenta un ginocchio in corrispondenza della tensione $V_\gamma' \simeq 0,2$ V, mentre quella di uno al silicio lo presenta per $V_\gamma'' \simeq 0,6$ V. Per entrambi, fin quando si ha $V < V_\gamma$, la corrente è praticamente nulla (qualche decina di μA), mentre sale rapidamente per $V > V_\gamma$. In altre parole, tutti i diodi

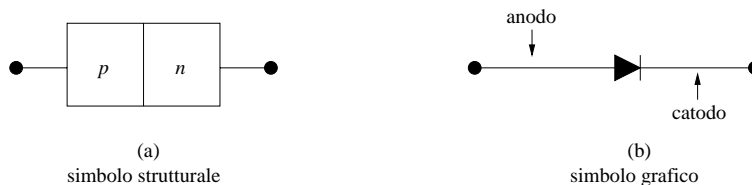


Figura 3.1: Simboli usati per i diodi a semiconduttore.

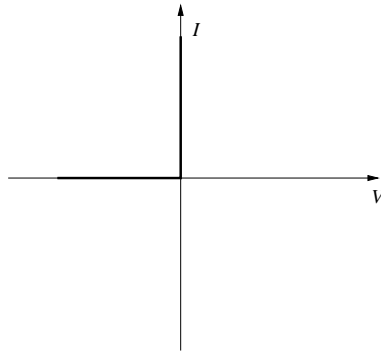


Figura 3.2: Caratteristica tensione-corrente per un diodo ideale.

a semiconduttore presentano una tensione di soglia V_γ che varia da diodo a diodo; per tensioni maggiori di V_γ la resistenza differenziale r è molto bassa.

Può essere utile approssimare la caratteristica di un diodo nella zona di polarizzazione diretta, per $V > V_\gamma$, come una retta di pendenza costante $1/R_f$. Questa approssimazione equivale, dal punto di vista circuitale, a sostituire il diodo con una batteria V_γ in serie con una resistenza R_f piccola. Analogamente, per $V < V_\gamma$, si introduce la resistenza R_r e la caratteristica del diodo viene approssimata ad una retta di pendenza $1/R_r$. Questa approssimazione equivale, dal punto di vista circuitale, a sostituire il diodo con una resistenza R_r grande. Tale approssimazione del diodo come elemento circuitale è detta *modello lineare a tratti*, ed è schematizzata nella Figura 3.4(a), in cui la caratteristica del diodo viene linearizzata con una spezzata il cui spigolo è in corrispondenza della tensione di soglia V_γ . Il modello corrispondente del diodo in conduzione è indicato nella Figura 3.4(b) e consiste di una batteria V_γ posta in serie alla resistenza R_f (dell'ordine di poche decine di ohm o anche meno). Il modello corrispondente del diodo in interdizione è indicato nella Figura 3.4(c) e consiste di una resistenza inversa di valore elevato R_r (dell'ordine di alcune centinaia di $K\Omega$ o anche maggiore).

La presenza di una tensione di soglia ha effetti a volte non trascurabili. Si consideri, per esempio, il semplice circuito schematizzato in Figura 3.5; il diodo sia alimentato con una tensione alternata del tipo mostrato in Figura 3.6(a). Chiaramente, il diodo non conduce quando è polarizzato inversamente, però, anche quando è polarizzato direttamente, entra in conduzione solo se la tensione applicata è maggiore di V_γ . Ne risulta quindi che la tensione ai capi della resistenza R è quella mostrata in Figura 3.6(b). Infatti, per $V < V_\gamma$, la corrente nel circuito viene ritenuta nulla, mentre per $V > V_\gamma$, approssimando la caratteristica del diodo ad una retta di pendenza $1/R_f$ (approssimazione lineare), essa è data sostanzialmente da:

$$V_i - V_\gamma - I(R_f + R) = 0 \quad (3.1)$$

$$I = \frac{V - V_\gamma}{R + R_f} \quad (3.2)$$

Il circuito descritto è il più semplice “raddrizzatore a semionda” realizzabile con un solo diodo.

3.3 Il diodo come dispositivo binario

Il diodo è un dispositivo binario, nel senso che possiede solo due possibili stati di funzionamento: ON e OFF. Se la tensione applicata ai capi del diodo v supera la tensione di soglia V_γ , con l'anodo (zona p) positivo rispetto al catodo (zona n), il diodo conduce, e si dice che è nello stato ON. Quando il diodo è polarizzato con $v < V_\gamma$ non conduce e si dice nello stato OFF.

3.3.1 Porta OR a diodi Vediamo ora come si analizza un circuito contenente diodi, resistori, tensioni di alimentazione e generatori di segnale, e verifichiamo che con i diodi si può realizzare, ad esempio, una porta OR in logica positiva.

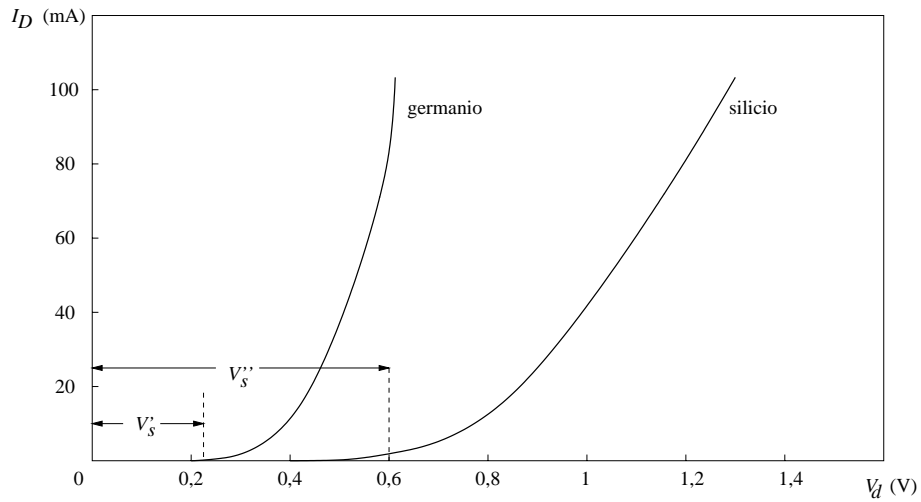


Figura 3.3: Confronto tra le caratteristiche di un diodo al germanio e di uno al silicio.

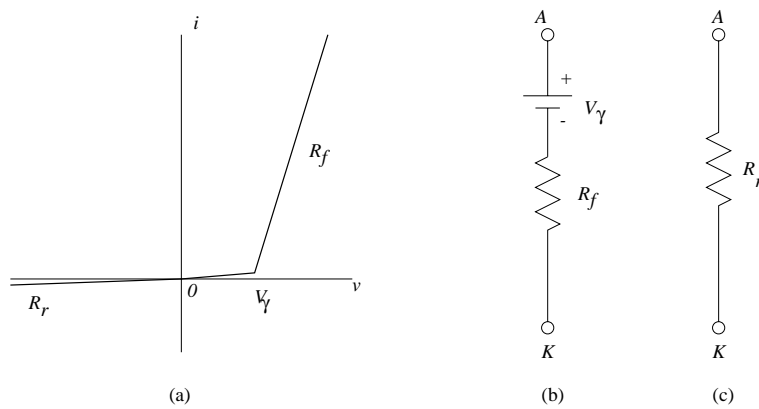


Figura 3.4: (a) Caratteristica tensione-corrente lineare a tratti di un diodo $p-n$; (b) Modello per grandi segnali del diodo in conduzione (la tensione sull'anodo A è maggiore della tensione del catodo K di una quantità superiore a V_γ); (c) Modello del diodo in interdizione ($v < V_\gamma$).

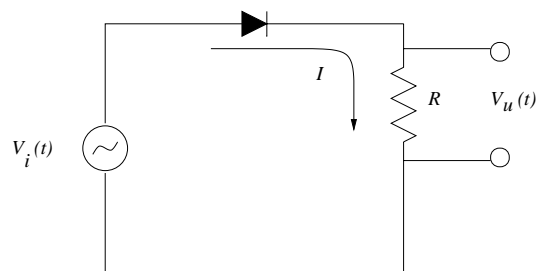


Figura 3.5: Circuito raddrizzatore a semionda.

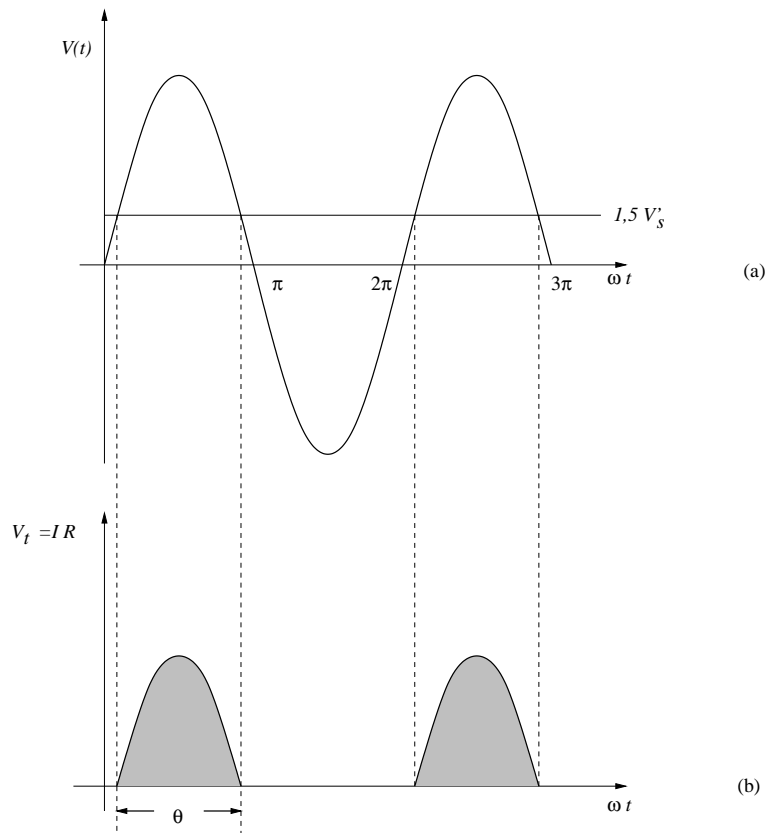


Figura 3.6: Tensione ai capi della resistenza R nel circuito di Figura 3.4.

Un metodo generale per analizzare circuiti di questo tipo consiste nel fare una ipotesi iniziale sullo stato di ciascun diodo. A ciascuno dei diodi nello stato ON si sostituisce una batteria V_γ in serie con una resistenza diretta R_f , a ciascuno dei diodi nello stato OFF si sostituisce una resistenza inversa R_r (che spesso si può supporre di valore infinito), nel modo indicato nella Figura 3.4(b) e (c). Dopo aver sostituito i diodi con i loro modelli lineari a tratti, l'intero circuito è divenuto lineare e si possono calcolare dappertutto tensioni e correnti usando le leggi di Kirchhoff ai nodi e alle maglie. L'ipotesi fatta che un diodo fosse nello stato ON può essere verificata osservando il verso della corrente che lo attraversa. Se la corrente fluisce in direzione diretta (dall'anodo verso il catodo) il diodo è effettivamente nello stato ON e l'ipotesi di partenza risulta giustificata. Se invece la corrente scorre in direzione inversa (dal catodo verso l'anodo) l'ipotesi che il diodo fosse nello stato ON si rivela scorretta. In questo caso occorre ricominciare l'analisi supponendo ora il diodo nello stato OFF. Con un procedimento analogo al precedente si verifica l'ipotesi che un diodo sia nello stato OFF determinando la tensione ai suoi capi. Se risulta che la tensione è di polarizzazione inversa, oppure è in polarizzazione diretta ma con un valore inferiore a V_γ , allora il diodo è effettivamente nello stato OFF. Se invece la tensione ai capi del diodo è in direzione diretta e supera V_γ , allora il diodo risulta nella condizione ON e l'ipotesi originale si rivela errata. In questo caso si dovrà rifare l'analisi supponendo per questo diodo lo stato ON.

Consideriamo ora il circuito della Figura 3.7(a) e verifichiamo che esso si comporta come una porta OR a diodi. A questo scopo calcoliamo la tensione d'uscita v_o corrispondente alle seguenti tensioni di ingresso:

1. $v_1 = v_2 = 0$;
2. $v_1 = V, v_2 = 0$;
3. $v_1 = v_2 = V$.

Si tratta di calcolare v_o nei tre casi:

1. Se entrambi gli ingressi sono alla tensione 0, la tensione ai capi di ciascun diodo è 0. Perché il diodo

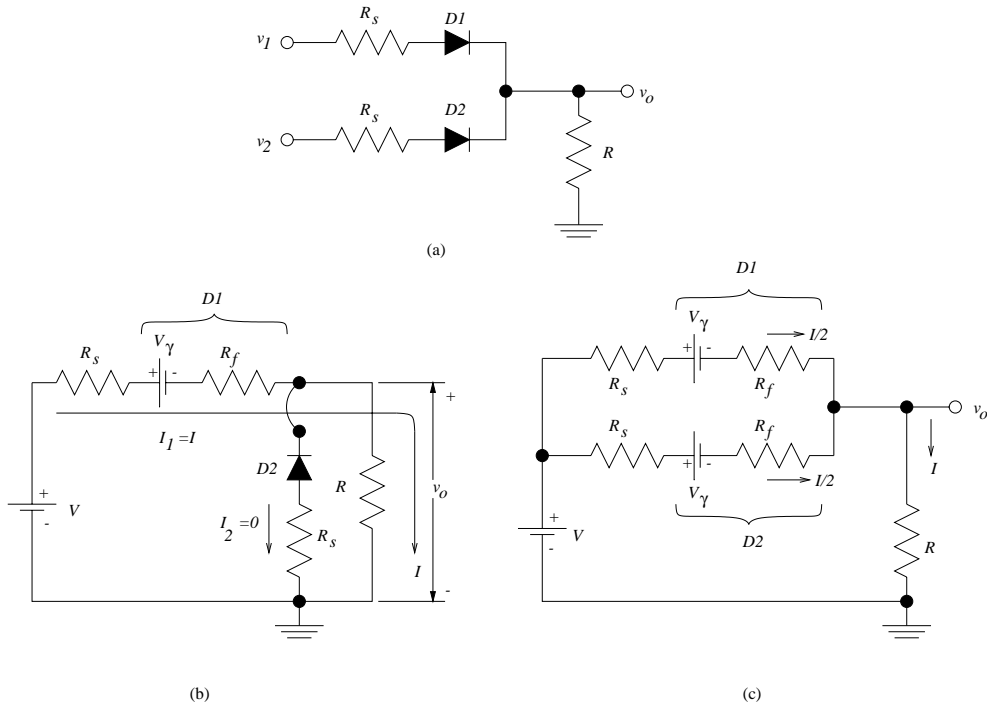


Figura 3.7: (a) Esempio di circuito a diodi. Schema di circuito nell'ipotesi (b) che $D1$ sia ON e $D2$ sia OFF e (c) che entrambi i diodi conducano.

conduca, deve essere polarizzato direttamente con una tensione almeno pari alla tensione di soglia V_γ (vedi Figura 3.4), pertanto nessun diodo condurrà. Di conseguenza tutte le correnti sono nulle e $v_o = 0$.

- Si suppone che $D1$ sia ON e $D2$ sia OFF. Seguendo le regole descritte in precedenza (con $R_r = \infty$), il circuito si riduce a quello in Figura 3.7(b). Applicando la legge di Kirchhoff alle maglie si ottiene

$$-V + I R_s + V_\gamma + I R_f + I R = 0 \quad (3.3)$$

ossia

$$I = \frac{V - V_\gamma}{R_s + R_f + R} \quad (3.4)$$

e $v_o = I R$. Se $R \gg R_s + R_f$, allora $v_o \simeq V - V_\gamma$. La tensione d'uscita è approssimativamente uguale alla tensione di ingresso meno la tensione di soglia del diodo. Si noti che la corrente è in direzione diretta in $D1$ e pertanto l'ipotesi fatta, che $D1$ fosse ON, risulta giustificata; si noti inoltre che la tensione ai capi di $D2$ è v_o ed è applicata in direzione inversa; ciò consente di verificare che $D2$ è effettivamente nello stato OFF.

- Poiché sia v_1 che v_2 sono portate a una tensione V si suppone che entrambi i diodi siano in conduzione, e ne risulta il circuito equivalente nella Figura 3.7(c). Per simmetria, le correnti nei due diodi devono assumere lo stesso valore ($I/2$), e l'equazione alle maglie dà

$$-V + \frac{I R_s}{2} + V_\gamma + \frac{I R_f}{2} + I R = 0 \quad (3.5)$$

ossia

$$I = \frac{V - V_\gamma}{(R_s + R_f)/2 + R} \quad (3.6)$$

e $v_o = I R \simeq V - V_\gamma$ nell'ipotesi che $R \gg R_s + R_f$. Dato che la corrente $I/2$ scorre in direzione diretta attraverso ciascun diodo, risulta giustificata l'ipotesi iniziale che entrambi i diodi fossero nello stato ON.

Se è $V \gg V_\gamma$ allora $V_o = V$ nelle condizioni specificate nei punti 2 e 3. Pertanto risulta che l'uscita è uguale all'ingresso se uno o entrambi i morsetti di ingresso sono alla tensione V , invece è $v_o = 0$ se entrambi gli ingressi sono a 0. Quindi questo circuito si comporta proprio come una porta OR.

La stessa configurazione circuitale con tutti i diodi capovolti e una tensione positiva applicata ai capi della resistenza R permette di realizzare una porta AND in logica positiva.

3.3.2 Tempi di commutazione dei diodi a giunzione Quando un diodo viene portato dall'interdizione alla conduzione, oppure quando si verifica il contrario, la risposta del diodo è accompagnata da un transitorio e il diodo ritorna nello stato stazionario solo dopo che è trascorso un certo tempo, detto tempo di commutazione.

Vi sono due tempi di commutazione: uno "in avanti" (tempo di recupero in avanti, "forward") e uno "indietro" (tempo di recupero al contrario, "reverse"). Il primo è il tempo che occorre perchè il diodo passi da chiuso ad aperto (dall'interdizione alla conduzione), il secondo è il tempo che occorre perchè il diodo passi da aperto a chiuso. Operativamente, è il tempo che impiega la tensione ai capi del diodo a passare dal 10% del valore iniziale a entro il 10% del valore finale, raggiungendo lo stato stazionario.

I parametri importanti sono la capacità di transizione e la resistenza effettiva del diodo. Risulta che il tempo di recupero diretto non costituisce generalmente un serio problema pratico, mentre è assai più importante il tempo di recupero inverso. Infatti, quando una tensione esterna polarizza direttamente una giunzione $p-n$, per quanto riguarda l'andamento delle concentrazioni dei portatori in funzione della distanza lungo la giunzione, si crea una situazione stazionaria caratterizzata da un accumulo di portatori minoritari iniettati nelle due regioni della giunzione (lacune nel lato n ed elettroni nel lato p). Tali portatori sono forniti dal materiale semiconduttore che costituisce l'altra parte della giunzione dove, essendo portatori di maggioranza, sono presenti in abbondanza. Se viene improvvisamente invertita la tensione esterna in un circuito con diodo in cui sta circolando una corrente in direzione opposta, la corrente del diodo non scende immediatamente al valore di regime corrispondente a quella tensione inversa. Infatti, la corrente non può raggiungere il suo valore di regime sino a che la distribuzione dei portatori minoritari in eccesso iniettati (per esempio, p_n nel caso delle lacune) non scende nominalmente a zero: fino a quel momento il diodo continua a condurre agevolmente e l'intensità della corrente risulta determinata dalla resistenza esterna del circuito.

La sequenza degli eventi che accompagnano l'inversione di polarizzazione di un diodo in conduzione è indicata in Figura 3.8, dove si indica con p_{n0} la concentrazione all'equilibrio dei portatori minoritari, in questo caso lacune, nella giunzione non polarizzata. Quando la tensione di ingresso vale $v_i = V_F$ e polarizza direttamente il diodo, la resistenza del diodo R_f è bassa e la corrente nel circuito dipende dalla resistenza esterna R_L su cui è chiuso il diodo e vale

$$i = \frac{V_F - V_\gamma}{R_f + R_L} \simeq \frac{V_F}{R_L} \equiv I_F \quad (3.7)$$

Corrispondentemente, la tensione v ai capi del diodo vale:

$$v = V_\gamma + I_F R_f \cong V_\gamma \quad (3.8)$$

All'istante $t = t_1$, la tensione d'ingresso si inverte bruscamente al valore $v_i = -V_R$. Per le ragioni descritte in precedenza, il diodo è ancora in conduzione con una resistenza R_f bassa e la corrente non scende repentinamente al valore zero, ma inverte la sua direzione e rimane al valore

$$i = \frac{-V_R - V_\gamma}{R_f + R_L} \simeq -\frac{V_R}{R_L} \equiv -I_R \quad (3.9)$$

sino all'istante $t = t_2$. Corrispondentemente, la tensione v ai capi del diodo vale:

$$v = V_\gamma - I_R R_f \cong V_\gamma \quad (3.10)$$

In altri termini, se la resistenza effettiva del diodo è R_f , allora all'istante t_1 la tensione del diodo passa da $I_F R_f$ a $-I_R R_f$ con un'attenuazione pari a $(I_F + I_R) R_f$, ma non si inverte.

Tale situazione permane fino ad un certo istante $t = t_2$, come si vede nella Figura 3.8(c), quando l'eccesso dei portatori minoritari nelle immediate vicinanze della giunzione è stato riassorbito e la densità dei portatori

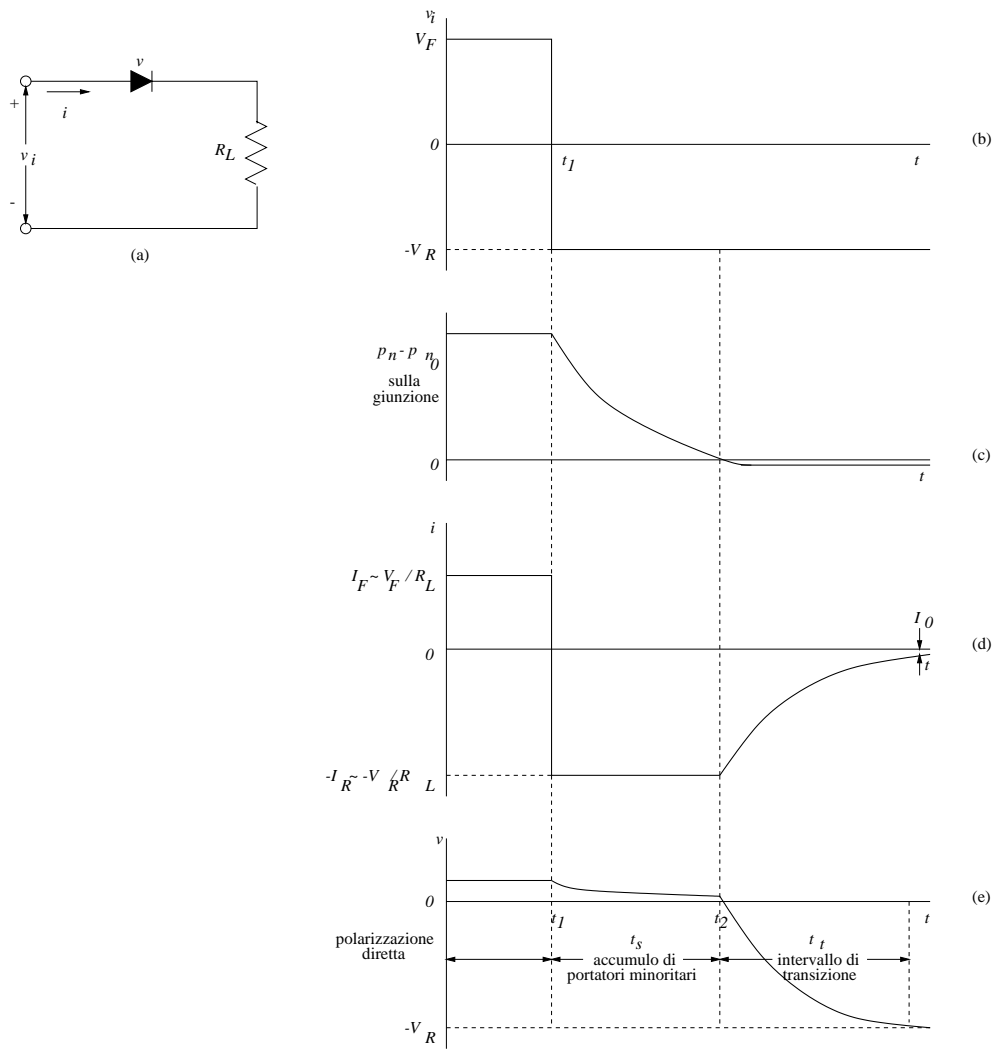


Figura 3.8: Alla rete con diodo (a) si applica una tensione avente la forma d'onda rappresentata in (b); (c) densità dei portatori in eccesso in corrispondenza della giunzione; (d) corrente nel diodo; (e) tensione ai capi del diodo.

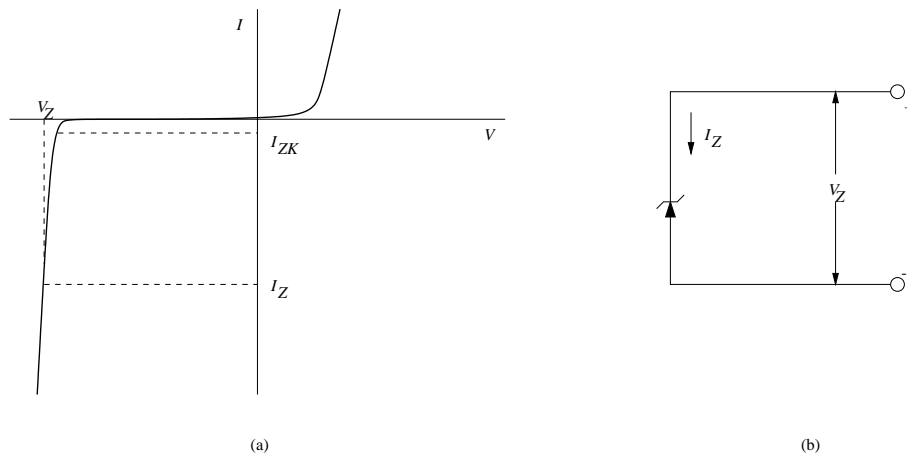


Figura 3.9: (a) Caratteristica tensione-corrente di un diodo a valanga o di tipo Zener; (b) Simbolo del diodo.

minoritari p_n in $x = 0$ ha raggiunto lo stato di equilibrio p_{n0} . A questo punto, la resistenza del diodo diventa R_r , l'intensità di corrente nel diodo diminuisce e la tensione ai capi del diodo comincia a invertirsi.

L'intervallo di tempo tra t_1 e t_2 , che deve trascorrere prima che la carica minoritaria immagazzinata si annulli, è detto *tempo di immagazzinamento* t_s . L'intervallo di tempo necessario affinché il diodo recuperi la condizione di regime corrispondente alla polarizzazione applicata termina quando i portatori minoritari, che si trovano a una certa distanza dalla giunzione, sono diffusi verso la giunzione e l'hanno attraversata, e quando inoltre la capacità di transizione della giunzione, localizzata ai capi della giunzione polarizzata inversamente, si è caricata alla tensione $-V_R$. Il tempo che intercorre tra t_2 e l'istante in cui il diodo ha nominalmente recuperato la sua condizione di regime è detto *tempo di transizione* t_t . Il tempo di transizione t_t è in pratica il tempo di carica di un condensatore su una resistenza molto grande ($R_r > R_L$).

Il tempo di recupero inverso $t_{rr} = t_s + t_t$ risulta $\sim 1 \text{ ns} \div 500 \text{ ns}$, $1 \mu\text{s}$. È chiaro anche perché il tempo di recupero diretto è minore: non c'è il tempo di immagazzinamento, ma solo il tempo di carica di un condensatore su una resistenza $\sim R_L$ (essendo R_f bassa).

3.4 Il diodo Zener

Ricordiamo la caratteristica per tensione inversa di un diodo a semiconduttore comprendente anche la regione di tracciata in Figura 3.9.

Un diodo può essere progettato con caratteristiche di dissipazione di potenza adeguate per funzionare nella regione di breakdown ed essere così impiegato come dispositivo stabilizzatore di tensione. Tali diodi sono noti come *diodi a valanga* o *diodi Zener*. Essi vengono usati come regolatori di tensione per mantenere approssimativamente costante la tensione sul carico al valore V_Z indipendentemente dalla corrente assorbita dal carico e dalle variazioni della tensione di alimentazione. In quale modo un diodo Zener polarizzato inversamente possa essere utilizzato come stabilizzatore di tensione può essere facilmente visto osservando la Figura 3.10 dove sono schematizzati un semplice circuito stabilizzatore e la caratteristica tensione-corrente del diodo con la relativa retta di carico, tracciata secondo l'equazione:

$$V_i = I_Z R_Z + V_u \quad (3.11)$$

Come si vede dalla figura, a grandi variazioni della tensione di ingresso corrispondono variazioni della tensione di uscita praticamente trascurabili.

Una caratteristica importante relativa ai diodi Zener è la pendenza della curva tensione-corrente del diodo nell'intervallo di valori in cui viene fatto funzionare. Se si indica con r il reciproco della pendenza $\Delta V_Z / \Delta I_Z$, che prende il nome di *resistenza dinamica*, allora una variazione ΔI_Z della corrente di funzionamento del diodo produce una variazione $\Delta V_Z = r \cdot \Delta I_Z$ della tensione di funzionamento. Idealmente deve essere $r = 0$, che

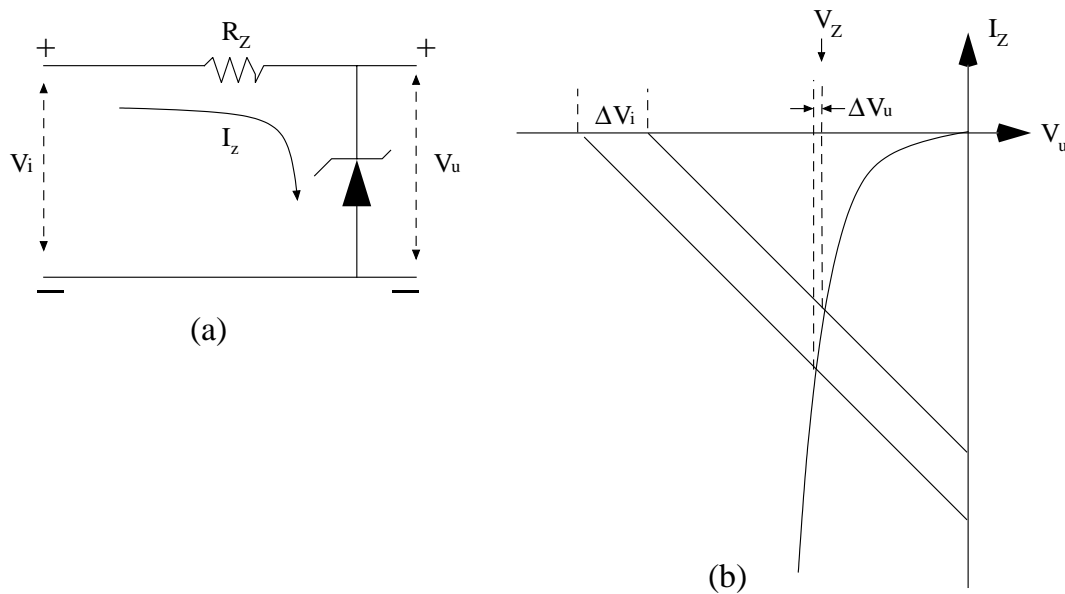


Figura 3.10: (a) Semplice circuito stabilizzatore con diodo Zener; (b) Rette di carico e punti di lavoro sulla caratteristica inversa di un diodo Zener.

corrisponde a una curva tensione corrente, nella regione di breakdown, esattamente verticale. La variazione di r per diversi valori della corrente per un insieme di diodi a valanga con prefissati limiti di dissipazione di potenza e per tensioni differenti presenta un minimo piuttosto largo nell'intervallo compreso tra 6 e 10 V. Il valore del minimo di r è dell'ordine di grandezza di pochi ohm. Ciononostante, per valori di V_Z inferiori a 6 V o superiori a 10 V, e soprattutto per piccoli valori della corrente (~ 1 mA), r può essere dell'ordine di centinaia di ohm.

Il limite superiore della corrente che può attraversare un diodo Zener è determinato dai limiti imposti dalla dissipazione di potenza del diodo. La conoscenza della corrente massima permette di sapere la potenza dissipabile del diodo. Si possono trovare diodi al silicio che funzionano come regolatori in zona di valanga con tensioni che vanno da alcuni volt a diverse centinaia di volt e che sono in grado di dissipare potenze da qualche centinaia di mW fino a centinaia di W nel caso di grossi diodi Zener dotati di dissipatori di calore.

Esiste anche un limite inferiore della corrente, al di sotto del quale l'efficacia della regolazione è bassa. Il diodo continuerà la sua opera di regolazione sino a che il funzionamento del circuito non imponga alla corrente nel diodo di scendere al valore di corrente in prossimità del ginocchio della curva tensione-corrente. Poiché tale corrente si trova sul ginocchio della curva, dove la resistenza dinamica è elevata, si ha che per correnti inferiori l'efficacia della regolazione sarà assai scarsa.

Lo studio in regime transitorio della giunzione tiene conto dei problemi legati al passaggio dalla polarizzazione diretta a quella inversa (on - off) o a rovescio (off - on). In questi casi non possono essere trascurate le cariche elettriche immagazzinate all'interno del semiconduttore.

Nella polarizzazione diretta, a causa di piccole variazioni della tensione di polarizzazione, si determina una modifica della carica, dovuta ai portatori minoritari, immagazzinata ai limiti esterni della regione di transizione. Quindi possiamo schematizzare tale comportamento con una capacità di diffusione:

$$C_D = \frac{dQ}{dV} = \tau \frac{dI}{dV} = \tau g$$

dove τ è il tempo di vita medio dei portatori minoritari.

Un'ulteriore variazione di carica si ha nella regione di carica spaziale. Tale fenomeno è modellizzabile con la capacità di transizione C_t . In polarizzazione diretta risulta $C_d \gg C_t$ e la sua influenza nel computo è trascurabile.

Nella polarizzazione inversa $C_d=0$ $C_t \ll C_d$ e la variazione di carica è dovuta esclusivamente a C_t

LA CONVERSIONE DI POTENZA

Circuiti sinusoidali monofase

I circuiti convertitori di potenza trovano largo impiego in moltissimi campi applicativi in quanto interfacciano le apparecchiature funzionanti in corrente continua con la rete elettrica di distribuzione. In questi circuiti è essenziale l'impiego di dispositivi elettronici (solitamente diodi). Il circuito più semplice in grado di effettuare la conversione è mostrato in figura 11. In esso la forma d'onda della tensione presente sul carico è costituita da tratti di senoide che coincidono, in buona approssimazione, con il semiperiodo dispari della tensione sinusoidale applicata. $V_{R_L} = V_m \sin \vartheta$ con $0 \leq \vartheta \leq \pi$. La tensione media applicata al carico è data da

$$V_{dc} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V_m \sin \vartheta d\vartheta = \frac{V_m}{\pi} \quad V_{dc} \approx \frac{V_m}{3} \quad V_{eff} = \frac{V_m}{\sqrt{2}} \approx \frac{V_m}{1,5} \quad I_{dc} = \frac{V_m}{R_L \pi}$$

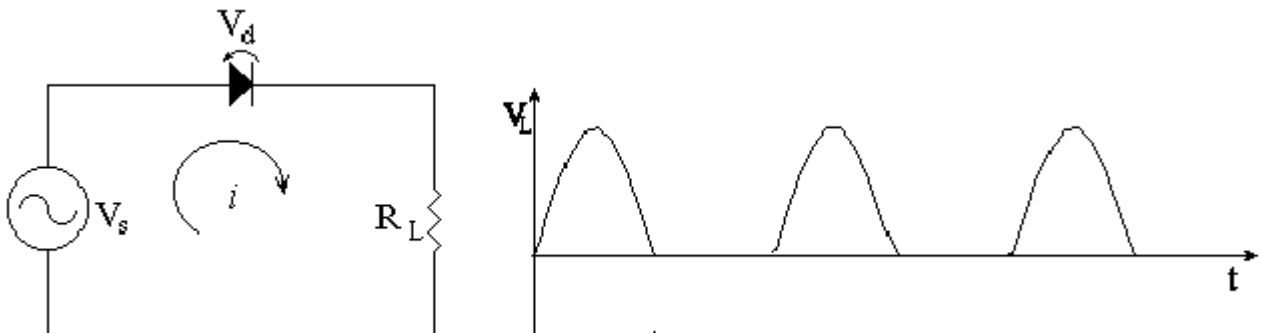


figura 11 Convertitore monofase e diagramma della tensione sul carico

La corrente, trattandosi di un circuito puramente resistivo, ha la stessa forma d'onda della tensione applicata. Il naturale miglioramento di questo circuito è dato dalla sostituzione del diodo con un ponte rettificatore. In tal modo si ottiene l'utilizzazione anche dei semiperiodi dispari della tensione di alimentazione, cosicché il carico risulta sempre alimentato (figura 12).

La tensione media sul carico vale: $V_{dc} = \frac{2V_m}{\pi}$ La corrente media vale $I_{dc} = \frac{2V_m}{R_L \pi}$

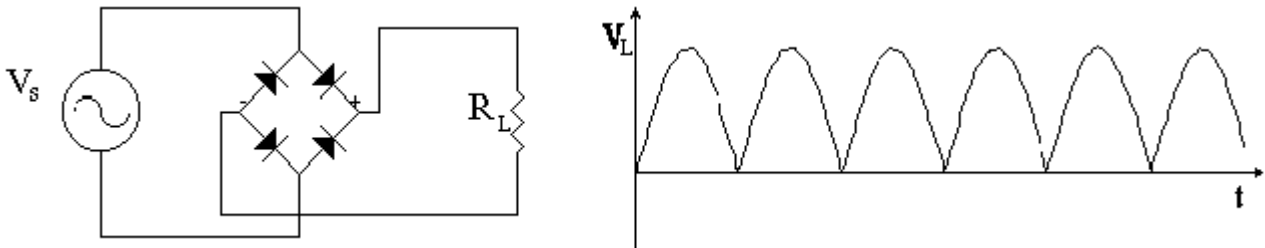


figura 12 convertitore monofase a ponte e diagramma della tensione sul carico

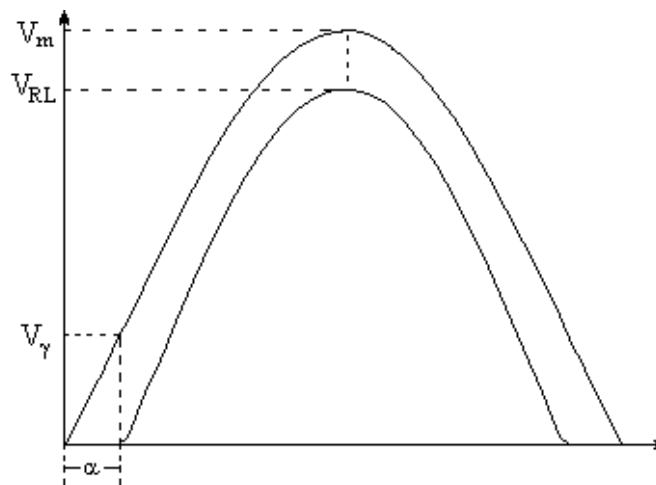


figura 13 ritardo di conduzione

Se si considera il circuito reale, la tensione sul carico subisce alcune variazioni legate a:

- tensione di soglia del diodo
- resistenze concentrate e distribuite del circuito.

In questo caso lo studio risulta più complesso, la forma della tensione e della corrente non possono più considerarsi sinusoidali, è presente un ritardo dell'angolo di conduzione. La tensione sul carico è:

$$V_{R_L} = V_m \text{sen } \vartheta - V_\gamma - I_{R_L} (R_F + R_S)$$

Il ritardo dell'angolo di conduzione ϑ è tanto maggiore quanto più piccola è la tensione di alimentazione.

Sistemi trifase

Come può notarsi la tensione continua ottenuta dai circuiti ora esaminati è sempre dello stesso segno ma pulsante e nel primo caso è pure nulla nei semiperiodi dispari. Questa caratteristica rende i circuiti in oggetto non adatti all'alimentazione dei dispositivi elettronici che in generale richiedono

una certa stabilità della tensione. Tuttavia questi circuiti hanno applicazioni importanti nel campo dell'alimentazione di motori elettrici in dc e nei sistemi di ricarica di accumulatori, specie se di grandi dimensioni. Spesso in questi campi le potenze richieste sono tanto grandi che per problemi tariffari e di trasporto, si preferisce utilizzare sistemi di alimentazione trifase.

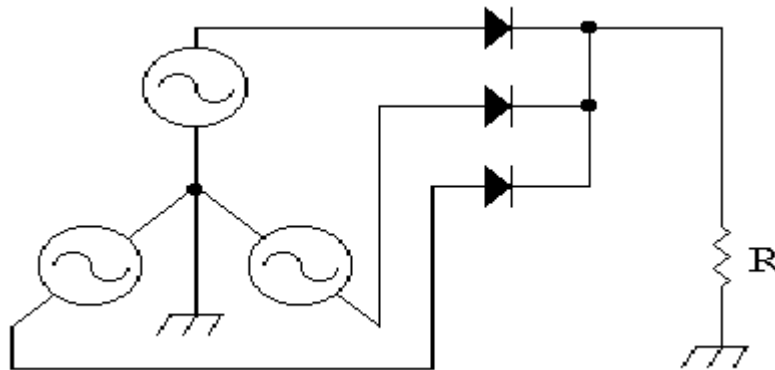


figura 14 convertitore trifase a tre diodi

Il vantaggio di poter disporre di tali sorgenti è evidente a partire da potenze dell'ordine di qualche kW.

Il circuito di figura 14 sfrutta una terna sinusoidale (tre sinusoidi sfasate di 120°) collegata a stella che impiega tre diodi (analogia col raddrizzatore ad un solo diodo).

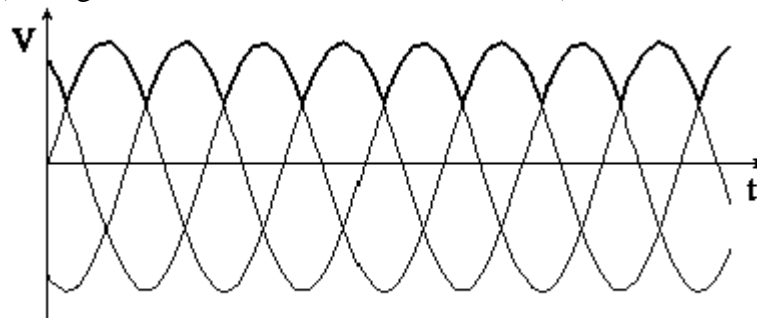


figura 15 diagramma della tensione sul carico

Il circuito della figura 16 invece è collegato ad una terna a triangolo, impiega sei diodi ed ha una tensione di uscita ancora migliore con una ondulazione residua Ripple molto piccola rispetto alla tensione di alimentazione. Per calcolare il valore di ΔV basta risolvere l'equazione

$$V_m \sin \vartheta = V_m \sin(\vartheta + 2/3\pi) \quad (1)$$

il valore che soddisfa, salvi i vincoli derivati dalla topologia, è $\vartheta = \pi/6$ per cui si ottiene $\Delta V = V_m - V_m \sin \pi/6$ da cui $\Delta V = V_m(1 - 0,5)$ segue $\Delta V = 0,5V_m$

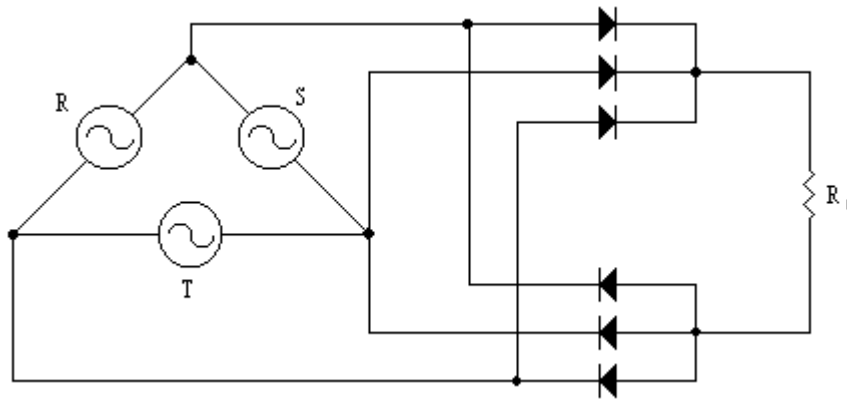


figura 16 convertitore a ponte trifase

Il collegamento a triangolo della terna trifase consente l'utilizzazione di un ponte di diodi trifase dal punto di vista grafico la soluzione si trova ribaltando le anse negative sul semipiano positivo: si ottiene per ciascun periodo un numero doppio di onde positive (sei). La soluzione matematica si ottiene dalla (1) per $\vartheta = \pi/3$ per cui si ottiene $\Delta V = 0,133V_m$. Dall'analisi di questi risultati ne deriva un possibile miglioramento del sistema adottando sistemi a più di tre fasi. Dopo facili calcoli, per un sistema a sei fasi con ponte si ottiene $\Delta V = 0,015V_m$. Il ripple tende a zero all'aumentare del numero delle fasi; tuttavia si ha un progressivo scadimento del sistema legato al numero di commutazioni del trasformatore che ne fa peggiorare l'efficienza.

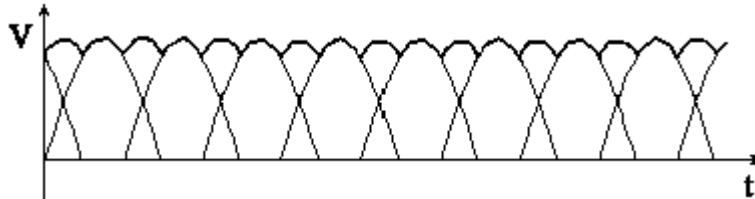


Figura 17 diagramma della tensione sul carico

FILTRO CAPACITIVO

Teoria e tecniche di progetto

La conversione di potenza ac-dc è un'operazione di estrema importanza in quanto consente di alimentare tutte le apparecchiature elettroniche a partire dalla rete di distribuzione alternata monofase. Considerando il grande numero di sistemi fissi collegati alla rete e quello dei dispositivi portatili che richiedono con ciclica continuità la ricarica delle batterie, si vede subito che i convertitori di potenza sono apparecchiature a larghissima diffusione.

Generalmente i sistemi di conversione utilizzati per le apparecchiature elettroniche sono alimentati dalla rete monofase. La forma d'onda che si ottiene in uscita è continua con la sovrapposizione di un'ondulazione residua percentualmente bassa rispetto al valore complessivo. La topologia circuitale più usata fa ricorso ad uno o più diodi raddrizzatori ed a un condensatore di elevata capacità in veste di volano energetico (figura 18). Il sistema infatti impiega la capacità come dispositivo che accumula energia nell'intervallo di carica per cederla all'utilizzatore nell'intervallo successivo. La capacità in coppia con il carico (generalmente resistivo) costituisce un gruppo RC con costante di tempo molto maggiore del periodo della tensione sinusoidale del generatore.

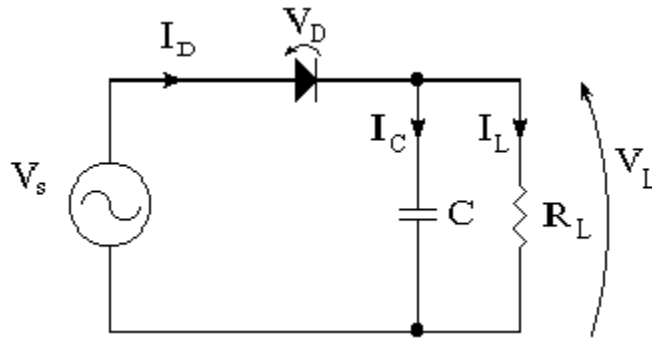


figura 18: raddrizzatore con filtro capacitivo

Le forme d'onda delle grandezze elettriche in gioco sono:

- tensione sinusoidale del generatore $V_s = V_m \sin \omega t$
- tensione continua sul carico V_L
- corrente nel condensatore I_C
- corrente nel diodo I_D
- corrente media nel carico I_L
- tensione ai capi del diodo V_D .

Il periodo della $V_s = V_m \sin \omega t$ può pensarsi costituito da due componenti:

dt intervallo nel quale il condensatore si carica; la tensione sul gruppo RC è: $V_L = V_m \sin \omega t$.

Δt il periodo di scarica della capacità. Se $\tau = RC \gg T = dt + \Delta t$ allora $T \approx \Delta t$.

Le correnti al nodo sono: $I_D = I_C + I_L$ dove $I_C = \omega C V_m \cos \omega t$ (3) è la corrente sul carico capacitivo e $I_L = \frac{V_m \sin \omega t}{R_L}$ è la corrente sul carico resistivo.

La tensione sul carico (figura 19 b) è data da due equazioni:

$$V_L = V_m \sin \omega t \quad \text{nell'intervallo } dt$$

$$V_L = V_m e^{-\frac{t}{R_L C}} \quad \text{nell'intervallo } \Delta t. \text{ Quest'ultima può linearizzarsi in } V_L = V_m \left(1 - \frac{t}{R_L C}\right)$$

Le correnti al nodo, nell'intervallo Δt , sono:

$$I_l = -I_c \text{ con } I_c = \frac{V_m}{R_L} e^{-\frac{t}{R_L C}} \quad \text{linearizzando } I_c = \frac{V_m}{R_L} \left(1 - \frac{t}{R_L C}\right)$$

La tensione di uscita $V_L = V_m - \Delta V$ è costituita da due termini: una quantità costante V_m ed una variabile ΔV (figura 19 b).

Il valore medio della tensione continua ottenuta è $V_{\overline{DC}} = V_m - \Delta V/2$.

$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C}$ è detta ondulazione residua o Ripple. Ricordando che $\Delta Q = I \cdot \Delta t$ e la (2) si ha

$\Delta V = \frac{I_L T}{C}$ equazione che lega la capacità al ripple, alla corrente media sul carico e al periodo della tensione sinusoidale.

Poiché dt è molto piccolo, la carica della capacità avviene in un tempo molto piccolo e richiede un valore di corrente impulsivo molto alto rispetto alla corrente media sul carico.

Dalla (3) si ottiene per $\cos \vartheta = 1$, $I_c = \omega C V_m$ il massimo valore della corrente (detta di picco non ripetitiva e presente nel transitorio dell'accensione).

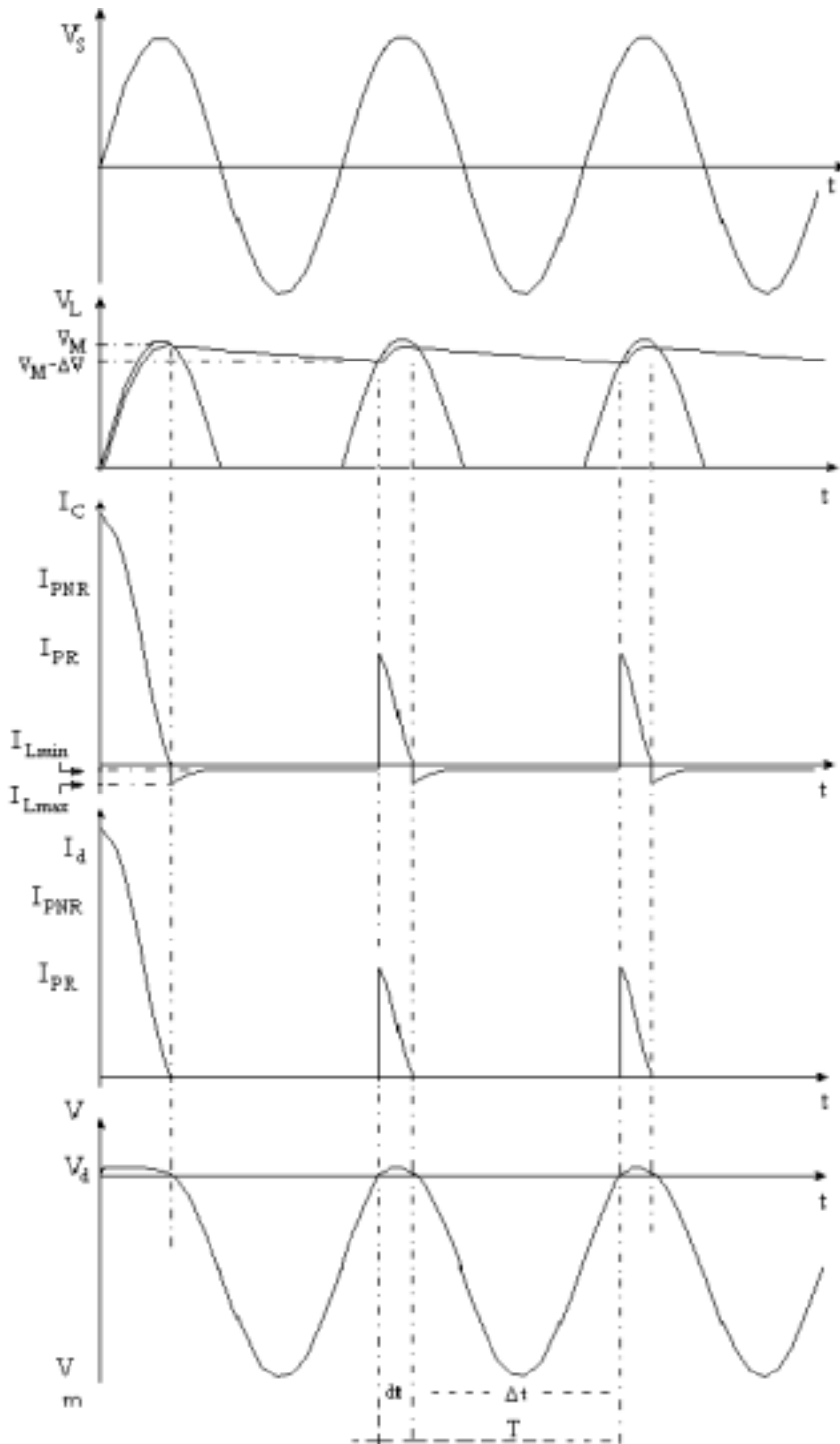


figura 19 a) tensione di alimentazione b) tensione sul carico
 c) corrente sul condensatore d) corrente nel diodo e) tensione sul diodo

Si può anche calcolare la corrente di picco ripetitiva di ogni ricarica del condensatore, noto \mathcal{G}^* (l'angolo in cui si ha $V_m = V_m \sin \mathcal{G}$).

Il valore della corrente di picco ripetitiva I_{PR} si ottiene risolvendo il sistema

$$\begin{cases} V_m \sin \mathcal{G} = V_m - \Delta V \\ I_{PR} = \omega V_m C \cos \mathcal{G} \end{cases}$$