

Capitolo 6

Semiconduttori. Diodi al Silicio e Transistor Bipolari

6.1 Introduzione

In questo capitolo ci proponiamo di fornire i concetti che sono alla base del funzionamento dei diodi al silicio e dei transistor bipolari. Inizieremo con una descrizione, alquanto sommaria, del processo di conduzione elettrica nei solidi ed in particolare nei semiconduttori. Esamineremo poi i processi che hanno luogo all'interfaccia tra due semiconduttori aventi conducibilità diverse e descriveremo le caratteristiche dei diodi ed alcune delle loro applicazioni. Passeremo poi a studiare la struttura ed il funzionamento del transistor bipolare a giunzione.

Prima di iniziare, val la pena di riassumere gli eventi che portarono, nel 1940, alla scoperta del diodo a giunzione presso i laboratori Bell di New York e successivamente, nel dicembre del 1947, alla scoperta, presso i medesimi laboratori, del transistor.

Per molti anni gli apparecchi radio avevano fatto uso, per la rivelazione dei segnali, di "raddizzatori", consistenti in un cristallo su cui veniva tenuta premuta l'estremità di un sottile filo metallico (noto in gergo come "baffo di gatto"). Tale tipo di rivelatore (adoperato anche da Marconi nella sua prima trasmissione attraverso l'Atlantico il 12 Dicembre 1901) era molto instabile ed il suo funzionamento era ben lungi dall'essere stato compreso. Esso era stato scoperto da Munk A. Rosenhold, ma la scoperta era passata inosservata, fino a che non fu "riscoperto" da F. Braun nel 1874, ed adoperato in elettronica da Jagadis Chandra Bose nel 1899. Si era quindi passati a rivelatori basati su valvole termoioniche (diodi). Questi avevano però l'inconveniente di avere una elevata capacità tra gli elettrodi, il che rendeva estremamente difficile il loro uso ad alte frequenze. La seconda guerra mondiale pose il problema della rivelazione di navi o velivoli in avvicinamento, tramite la rivelazione di segnali di alta frequenza riflessi da tali mezzi. Ciò richiedeva rivelatori (ed amplificatori) che funzionassero nella zona delle microonde. Ci fu quindi una corsa allo sviluppo di rivelatori che potessero sostituire le valvole, e si ritornò quindi ad esplorare la possibilità di utilizzare i cristalli. Tra i cristalli più studiati fino a quel momento vi erano il Selenio, il Germanio, il Silicio ed altri. Il Fisico Karl Lark-Horovitz (un Viennese divenuto Americano nel 1936) che era Professore alla Purdue University, si era concentrato sul Germanio, ed era riuscito, nel 1942, ad ottenere dei cristalli di Germanio di elevata purezza.

Verso la fine degli anni '30 cominciava ad esser chiaro che vi erano buone possi-

bilità di realizzare sistemi elettronici in grado di operare ad alte frequenze, facendo uso di tali cristalli. Nel 1936 Mervin Kelly, dei Laboratori Bell, mise su un gruppo di fisica dello stato solido. Nel gruppo lavoravano William (Bill) Shockley, Russell Ohl, Jack Scaff ed altri. V'è notato che già nel 1938 due ricercatori Tedeschi (Pohl e Hilsch) avevano descritto un amplificatore a stato solido che faceva uso di un cristallo di Bromuro di Potassio, a cui avevano attaccato tre "baffi di gatto" (un antenato del futuro transistor). Tuttavia questo lavorava solo a basse frequenze e non era molto interessante.

Verso l'inizio del 1939, presso i Laboratori Bell, Russell Ohl era riuscito a produrre dei cristalli di silicio con un grado di purezza del 99.8% ed a farne funzionare alcuni come *raddrizzatori* (anche se solo a frequenze non elevate). Il 23 febbraio egli notò che un particolare cristallo non possedeva, a differenza degli altri, la proprietà di lasciar passare la corrente in una sola direzione. Osservando più accuratamente il cristallo egli notò che esso aveva una sottile fessura nel mezzo. Provò allora a far passare corrente attraverso il cristallo in varie condizioni sperimentali ed osservò che la corrente cambiava se il cristallo era posto vicino ad un saldatore caldo o anche vicino ad una lampada ad incandescenza. Si rese così conto del fatto che era la luce che, investendo il cristallo faceva passare una corrente. Quando Ohl portò il cristallo perché fosse esaminato dai responsabili dei Laboratori, questi si dimostrarono molto scettici e lo dettero a Walter Brattain perché ne rimisurasse le caratteristiche.

Ulteriori indagini furono portate avanti dallo stesso Ohl, in collaborazione con Mervin Kelly, Walter Brattain e Joseph Becker. Si notò che, collegando le due facce del cristallo ad un voltmetro ed accendendo una torcia tascabile, il voltmetro indicava un brusco salto di tensione, di circa mezzo Volt. Successive misure ed osservazioni svelarono l'arcano: i livelli di purezza del cristallo erano diversi dai due lati della fessura; uno dei lati aveva così un eccesso di elettroni liberi, l'altro un deficit. A causa della diffusione, gli elettroni in eccesso da quel particolare lato della fessura si muovevano verso il lato opposto, creando in tal modo una distribuzione disuniforme di carica e di conseguenza una barriera di potenziale in corrispondenza della fessura. Ciò costituiva un *diode*, per cui la corrente elettrica poteva fluire solo nel verso corrispondente a quello decrescente del potenziale. Quando Ohl accendeva la lampada, l'energia dei fotoni emessi era sufficiente ad imprimere agli elettroni l'energia cinetica necessaria ad attraversare la barriera di potenziale, producendo così una corrente elettrica. Ohl, senza rendersene conto, aveva realizzato una primordiale *cella solare*, che riceve energia dal sole e la converte in elettricità. I Laboratori Bell avevano ora un sistema per sostituire gli ingombranti e costosi tubi a vuoto con minuscoli diodi al silicio.

Altrettanto empirica fu l'invenzione del transistor, realizzata da Walter Brattain, Robert Gibney, William Shockley e John Bardeen, sempre ai Bell Labs, tra il novembre ed il dicembre 1947.

L'idea base era quella di realizzare un dispositivo che funzionasse in modo analogo ad una valvola (triode) termoionica, in cui una tensione applicata all'elettrodo posto tra catodo ed anodo (la griglia) "modula" la corrente che fluisce nel tubo. Ora però si trattava di inserire l'analogo della griglia nella zona di semiconduttore che separa la zona ricca di portatori di carica negativi, da quella ricca di portatori positivi. Essendo lo spessore di tale zona dell'ordine di qualche micron, l'operazione era tutt'altro che banale.

John Bardeen, il teorico che, insieme agli sperimentali Shockley e Brattain, ebbe il Nobel per le ricerche che portarono all'invenzione del transistor, nella sua "Nobel

lecture”, così descrive questi sviluppi: ”Era stata a lungo coltivata la speranza di realizzare un triodo, o dispositivo amplificatore, facendo uso di un semiconduttore. Due erano state le possibilità suggerite. La prima scaturiva da un’analogia tra una giunzione rettificatrice metallo-semiconduttore ed un diodo a vuoto. Se fosse in un qualche modo stato possibile inserire una griglia nella regione di carica spaziale in corrispondenza della giunzione, si sarebbe riusciti a controllare il flusso di elettroni attraverso la stessa. Una grossa difficoltà pratica era costituita dal fatto che la zona di carica spaziale ha tipicamente uno spessore di 10^{-4} cm. Che tuttavia l’idea fosse valida era stato dimostrato da Hilsch e Pohl che avevano costruito un triodo facendo uso di un cristallo di alogenuro alcalino, in cui lo spessore della zona di carica spaziale era dell’ordine del cm. Poichè tuttavia in tale dispositivo l’amplificazione era limitata a frequenze dell’ordine di 1 Hz, esso non era di alcuna utilità pratica in applicazioni elettroniche.

La seconda idea era quella di controllare la conduzione in un film sottile o piastra di semiconduttore, tramite l’applicazione di un campo elettrico perpendicolare alla piastra medesima (chiamato *l’effetto di campo*). In forma semplificata, la piastra forma una delle armature di un condensatore, di cui l’altra armatura costituisce l’elettrodo di controllo. Quando una tensione è applicata all’armatura di controllo, cariche elettriche vengono indotte sulla piastra. Se le cariche indotte sono dei portatori elementari liberi, la conduzione (lungo la piastra) dovrebbe cambiare al variare della tensione applicata. Quest’idea fù suggerita da Shockley; i suoi calcoli indicavano che, adottando un’opportuna geometria e materiali adatti, l’effetto avrebbe dovuto essere abbastanza grande da produrre un’amplificazione.”

Una serie di tentativi furono effettuati in condizioni sperimentali le più disparate (fino ad immergere campioni di silicio in acqua per liberare la superficie dalla condensazione !) prima di arrivare a realizzare un dispositivo, quale il transistor bipolare, in grado di essere adoperato come amplificatore e quindi di sostituire le ingombranti e delicate valvole termoioniche (triodi, tetrodi, pentodi etc.). Il primo prototipo di *transistor* realizzato aveva una struttura molto simile a quella realizzata da Pohl e Hilsch nel 1938, cioè era costituito da un cristallo di Germanio, cui erano stati attaccati tre ”baffi di gatto”. Si era alla fine del 1947, ma i laboratori tennero la cosa segreta fino all’anno successivo. Nel frattempo si preoccuparono però di brevettare l’invenzione e di convincere i militari a non bloccare la diffusione dell’informazione ! Il 30 Giugno 1948 tennero una conferenza stampa in cui annunciavano la scoperta. Questa passò quasi inosservata. Era stato comunque realizzato il primo *transistor*, l’analogo del triodo a vuoto di cui parla Bardeen. Il nuovo dispositivo faceva ancora uso dei contatti metallici, ma appena un anno più tardi furono sviluppati i primi prototipi di transistor a giunzione quali li conosciamo oggi (in dimensioni enormemente più piccole). Si dovette attendere fino al 1954 prima di incontrare la prima seria versione commerciale, anche se una pubblicità della Raytheon del 1952 dichiara che il primo transistor prodotto da loro (il ck703) risaliva al 1948 ! Comunque i primi transistor prodotti (il ck703 ed il ck716 della Raytheon) non furono un grande successo dal punto di vista commerciale. Il primo ad essere prodotto in grandi quantità fù invece il ck722.

Resoconti dettagliati della cronistoria di queste invenzioni possono esser consultati alle referenze [31], [32], [33], [34], [36], [37].

6.2 Conduzione elettrica nei semiconduttori

Inizieremo con alcuni brevi richiami dei concetti che sono alla base della conduzione elettrica nei solidi, quali i semiconduttori. La densità di corrente è definita da:

$$J = nqv \quad (6.1)$$

dove n è il numero di cariche elementari per cm^3 , q la carica elementare e v la velocità di drift. Quest'ultima è legata (per campi elettrici non troppo elevati) al campo elettrico da una relazione di proporzionalità:

$$v = \mu E \quad (6.2)$$

dove μ è una costante (mobilità) caratteristica del materiale. Le dimensioni fisiche di tale costante sono:

$$[\mu] = [cm^2/(Volt \cdot s)]$$

Si tratta, come si vede, di unità ibride, appartenenti in parte al sistema SI ed in parte al cgs.

La densità di corrente può, facendo uso delle equazioni 6.1 e 6.2, essere espressa come:

$$J = nq\mu E = \sigma E \quad (6.3)$$

dove $\sigma = nq\mu$ è la conduttività, che è l'inverso della resistività ρ (notiamo che in questa equazione q è il *modulo* della carica elettrica elementare, a differenza del medesimo simbolo adoperato nella 6.1):

$$\sigma = 1/\rho \quad (6.4)$$

6.3 Conduzione elettrica nei semiconduttori in presenza di impurezze

La conduttività nei semiconduttori allo stato puro è estremamente bassa, a causa dell'esiguo numero di elettroni liberi per unità di volume. In effetti, nel silicio allo stato puro i legami atomici covalenti tra atomi contigui determinano una struttura cristallina estremamente stabile. Il silicio, tetravalente, forma legami covalenti che possono esser qualitativamente illustrati, in un piano, come mostrato in figura 6.1.

Nella figura sono mostrati gli atomi (pallini solidi), gli elettroni (punti) ed i legami covalenti (linee tratteggiate). Ciascun atomo ha quattro elettroni di valenza. Nella struttura cristallina a questi vengono ad aggiungersi quattro elettroni di valenza di altrettanti atomi contigui, creando una struttura atomica estremamente stabile.

In tali condizioni la conduzione può solo aver luogo a causa della rottura di qualcuno dei legami chimici covalenti, causata dall'agitazione termica.

Se, a causa di tale agitazione, un elettrone viene liberato, esso, in presenza di un campo elettrico, contribuirà alla corrente elettrica.

Notiamo che, se n è il numero di elettroni resi liberi per unità di volume, essi lasciano dietro di sé un ugual numero di lacune libere, cioè di siti atomici dove i legami chimici richiederebbero un elettrone. Tali lacune si comportano come cariche

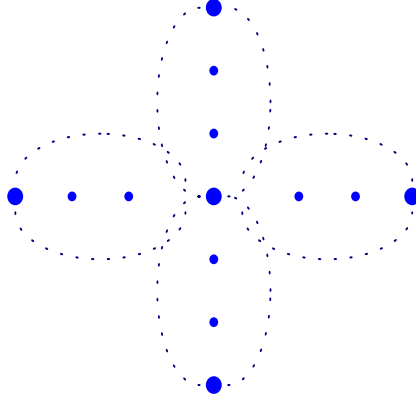


Figura 6.1:

positive libere: sotto l'azione di un campo elettrico esse si muovono nella direzione del campo dando un proprio contributo alla corrente. Tale contributo si somma a quello dovuto agli elettroni. Ciò è stato verificato sperimentalmente facendo uso dell'effetto Hall.

Se indichiamo con p la concentrazione delle cariche positive libere, avremo per il loro contributo alla densità di corrente:

$$J_p = p\mu_p qE \quad (6.5)$$

dove μ_p è la mobilità delle lacune. Questa differisce da quella degli elettroni μ_n :

$$\mu_p \simeq 500 \text{ [cm}^2/\text{Vs}] \quad (6.6)$$

$$\mu_n \simeq 1300 \text{ [cm}^2/\text{Vs}] \quad (6.7)$$

La densità di corrente complessiva sarà:

$$J = n\mu_n qE + p\mu_p qE = (n\mu_n + p\mu_p) qE = \sigma E \quad (6.8)$$

cioè:

$$\sigma = n\mu_n + p\mu_p \quad (6.9)$$

Come accennato, i moti d'agitazione termica liberano un ugual numero di elettroni e lacune per unità di volume:

$$n = p \equiv n_i \quad (6.10)$$

n_i è nota come la *concentrazione intrinseca* di elettroni (lacune) nel silicio allo stato puro.

Si noti però che se un qualche meccanismo interviene a modificare una delle due concentrazioni (e l'introduzione di opportune impurezze è un tale meccanismo) quella dell'altro componente cambia in verso opposto, in modo tale che sia sempre:

$$np = n_i^2 \quad (6.11)$$

Tale relazione è nota come *legge dell'azione di massa*.

Il parametro n_i dipende dalla temperatura ed è esprimibile come:

$$n_i = A_0 T^3 e^{-E_{G_0}/kT} \quad (6.12)$$

dove T è la temperatura assoluta, k la costante di Boltzmann (in $eV/^{\circ}K$), A_0 è una costante ed E_{G_0} è l'energia necessaria a rompere un legame covalente a $0^{\circ}C$.

Per il silicio a $300^{\circ}K$ si ha:

$$n_i \simeq 1.5 \cdot 10^{10}/cm^3$$

mentre il numero di atomi/ cm^3 è all'incirca 10^{22} . La dipendenza di E_G dalla temperatura è approssimativamente:

$$E_G(T) \sim 10^{-4}T$$

A temperatura ambiente: $E_{G_0} \simeq 1.1eV$.

Introducendo nel materiale piccole quantità di impurezze, la conduttività può variare di molti ordini di grandezza. Le impurezze comunemente adoperate sono atomi pentavalenti (come l'arsenico) o trivalenti (come il boro). Nel primo caso l'atomo che viene a sostituire, nella struttura cristallina, un atomo di silicio, ha un elettrone che risulterà più debolmente legato e contribuirà alla concentrazione di elettroni liberi. Gli atomi che costituiscono tale tipo di impurezze sono noti come *donori*. Nel caso in cui il *drogaggio* venga effettuato con una sostanza trivalente, l'atomo che, nella struttura cristallina, viene a sostituire un atomo di silicio ha un elettrone in meno (dal punto di vista chimico) ed è quindi in grado di *catturare* un elettrone libero. Si parla in tal caso di un atomo *accettore*. Nel primo caso si dice che il drogaggio è di tipo *n*, nel secondo di tipo *p*. Se indichiamo, nel caso pentavalente, con N_D la concentrazione dei donori avremo, nell'ipotesi che sia $N_D \gg n_i$:

$$n = N_D$$

$$p \cdot n = p \cdot N_D = n_i^2$$

da cui:

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{n_i}{N_D} n_i \ll n_i$$

cioè la concentrazione di lacune sarà fortemente ridotta. Si dice che in tal caso gli elettroni sono i *portatori maggioritari*, le lacune i *portatori minoritari*. L'opposto ovviamente avviene se il drogaggio è di tipo *p*.

Esaminiamo un esempio. La conduttività del silicio allo stato puro:

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

facendo uso dei valori numerici:

$$n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$\mu_n = 1300 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$$

$$\mu_p = 500 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$$

è uguale a:

$$\sigma = 4.32 \cdot 10^{-6} \text{ } \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$$

da cui:

$$\rho = 2.31 \cdot 10^5 \text{ } \Omega \text{cm}$$

Ammettiamo ora di aggiungere un donore per ogni 10^8 atomi di silicio. Avremo per il numero di donori/ cm^3 :

$$N_D = \frac{N_{Av} d}{P} 10^{-8}$$

Dove N_{Av} è il numero di Avogadro, d la densità e P il peso molecolare. Sostituendo i valori numerici:

$$N_{Av} = 6.02 \cdot 10^{23}$$

$$P = 28.1$$

$$d = 2.33 \text{ g cm}^{-3}$$

troviamo:

$$n = N_D = 4.99 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

mentre la concentrazione delle lacune diviene, per la legge dell'azione di massa, del tutto trascurabile.

La conduttività diviene allora:

$$\sigma \simeq nq\mu_n = 0.1 \text{ (}\Omega \text{cm)}^{-1}$$

e quindi:

$$\rho = 9.6 \text{ (}\Omega \text{cm)}$$

Il rapporto tra il nuovo valore della resistività e quello relativo al silicio allo stato puro diviene allora:

$$R_\rho = \frac{9.6}{2.31 \cdot 10^5} = 4.16 \cdot 10^{-5}$$

cioè una diminuzione di un fattore 24,000.

Ciò è in ultima analisi legato al fatto che la percentuale (10^{-8}) di atomi aggiunti significa $5 \cdot 10^{14}$ donori/ cm^3 , da confrontare con $1.5 \cdot 10^{10}$ elettroni nel silicio allo stato puro.

6.4 Diffusione dei portatori di carica in presenza di un gradiente di concentrazione

Se un semiconduttore, quale il silicio, è drogato in modo non uniforme, inizia ad aver luogo un processo di diffusione dei portatori liberi (elettroni o lacune) da quelle regioni dove la concentrazione è più elevata verso zone di minor concentrazione. Il processo ha un'origine puramente statistica ed è analogo alla diffusione di un gas da regioni di maggior densità verso quelle dove la densità è minore.

Consideriamo infatti un lungo tubo rettilineo pieno di un gas con concentrazione $n(x)$ non uniforme e sia l'asse x parallelo alla direzione del tubo (figura 6.2).

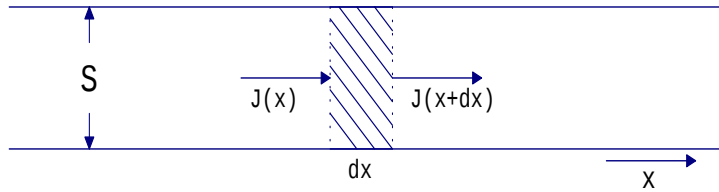


Figura 6.2:

Se S è la sezione del tubo, $J(x)$ la densità di corrente (cioè il numero di molecole che nell'unità di tempo attraversano l'unità di superficie nella posizione di ascissa x) l'incremento per unità di tempo del numero di particelle nello strato tratteggiato in figura è dato da:

$$S [J(x) - J(x + dx)] = -S \frac{dJ(x)}{dx} dx$$

Se indichiamo con $n(t)$ il numero di atomi per unità di volume, tale incremento è anche dato da:

$$S dx \frac{dn}{dt}$$

Per cui si ha :

$$\frac{dJ}{dx} = - \frac{dn}{dt}$$

ovvero:

$$dJ = - \frac{dn}{dt} dx = - \frac{dn}{dx} \frac{dx}{dt} dx$$

cioè:

$$J = -D \frac{dn}{dx} \tag{6.13}$$

Il parametro D è noto come *coefficiente di diffusione*.

Un fenomeno identico ha luogo nel caso della diffusione dei portatori di carica in una barretta di un semiconduttore ove sia stato effettuato un drogaggio non uniforme.

Scriveremo quindi in tal caso per la densità di corrente elettrica:

$$J_p(x) = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (6.14)$$

nel caso di un drogaggio non uniforme di portatori positivi (lacune). Qui D_p è il coefficiente di diffusione per le lacune e $p(x)$ il gradiente di concentrazione delle stesse.

Analogamente, nel caso di un drogaggio di tipo n (elettroni) avremo:

$$J_n(x) = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (6.15)$$

dove D_n è il coefficiente di diffusione per gli elettroni e dove l'assenza del segno (-) presente nella 6.14 è legato al fatto che ora la carica dei portatori è negativa (q è il modulo della carica elettrica).

Sussiste la seguente relazione (nota come equazione di Einstein) tra i coefficienti di diffusione e le mobilità:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} \equiv V_T = \frac{\bar{k}T}{q} \simeq \frac{T}{11600} \quad (6.16)$$

dove $\bar{k}$ è la costante di Boltzmann in *Joule/°K* e T la temperatura assoluta.

Il parametro V_T nel sistema SI è esprimibile in Volt e, a temperatura ambiente, vale approssimativamente 26 mV.

In presenza di un campo elettrico diretto lungo l'asse x , alla corrente di diffusione viene a sommarsi quella dovuta al campo, data dalle equazioni 6.3 e 6.5. La corrente totale sarà allora data da:

$$J_p(x) = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (6.17)$$

nel caso di un gradiente di concentrazione di lacune, e da:

$$J_n(x) = q\mu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (6.18)$$

se è presente un gradiente di concentrazione di elettroni.

In condizioni stazionarie, a circuito aperto, la densità di corrente totale deve annullarsi. Avremo cioè :

$$\mu_p pE = D_p \frac{dp}{dx}$$

da cui, con E legato al potenziale da:

$$E = -\frac{dV}{dx}$$

si ottiene:

$$\frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp}{dx} = -p \frac{dV}{dx}$$

cioè :

$$dV = -V_T \frac{dp}{p}$$

che, integrata fra due generici punti 1 e 2, fornisce:

$$V_{12} \equiv V_2 - V_1 = V_T \ln \frac{p(x_1)}{p(x_2)} = V_T \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (6.19)$$

o anche:

$$p_1 = p_2 e^{V_{21}/V_T} \quad (6.20)$$

la 6.20 è nota come equazione di Boltzmann. L'analogia equazione per le lacune è:

$$n_1 = n_2 e^{-V_{21}/V_T} \quad (6.21)$$

Moltiplicando membro a membro le equazioni 6.20 e 6.21, riotteniamo la legge dell'azione di massa:

$$n_1 p_1 = n_2 p_2$$

6.5 Giunzioni p-n

Se in una barretta di silicio viene effettuato un drogaggio di tipo p in una metà e di tipo n nell'altra, come mostrato in figura 6.3, si avrà in un tempo brevissimo una diffusione di lacune da sinistra verso destra ed un'analogia diffusione di elettroni da destra verso sinistra.

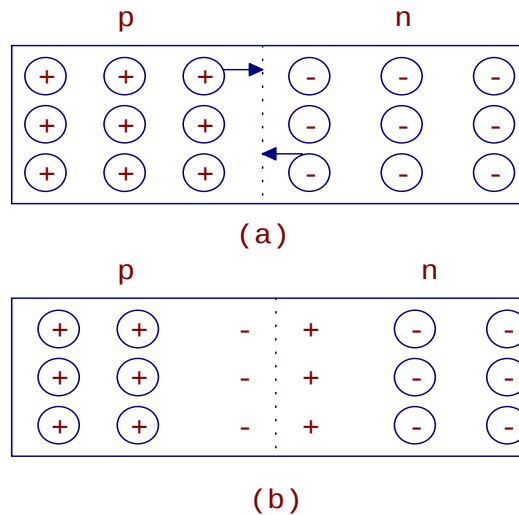


Figura 6.3:

Tale processo è rapidamente contrastato dal campo elettrico, diretto da destra verso sinistra, che nasce come conseguenza di tale flusso. Si raggiunge così una situazione di equilibrio in cui, a circuito aperto, non è più presente alcuna corrente.

Notiamo che gli elettroni che dalla zona n diffondono verso la zona p, hanno un'elevatissima probabilità di essere "catturati" dalle lacune presenti in tale zona non appena essi abbiano superato la giunzione. Analogamente, le lacune che dalla zona p fluiscono verso la zona n sono catturate dagli elettroni presenti in tale zona subito al di là della giunzione. La zona dai due lati della giunzione viene in tal modo ad essere priva di cariche libere. A tale zona si dà il nome di *zona di svuotamento* o *zona di transizione* o anche *zona di carica spaziale*.

Lo spessore della zona di svuotamento è tipicamente molto piccolo, ma può essere aumentato applicando un'opportuna differenza di potenziale "inversa", come vedremo tra poco.

Se indichiamo con p_{p0} la concentrazione iniziale (cioè prima che la diffusione abbia luogo) di lacune sul lato sinistro della giunzione e con p_{n0} l'analoga concentrazione di lacune sul lato destro, con N_A la concentrazione di accettori sul lato p con N_D la concentrazione di donori sul lato n, avremo:

$$p_{p0} = N_A$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

Segue allora dalla 6.19 che tra due punti 1 e 2 si avrà una differenza di potenziale data da:

$$V_0 = V_{21} = V_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (6.22)$$

Le figure 6.3 (a) e (b) illustrano ciò che avviene dei portatori di carica a seguito della diffusione. La zona all'immediata sinistra della giunzione viene a perdere lacune a causa della diffusione di queste verso la zona n. Essa acquista così una carica netta negativa. Analogamente la zona all'immediata destra della giunzione viene a perdere elettroni a causa della diffusione di questi verso la zona p. Essa acquista così una carica netta positiva.

L'andamento qualitativo della distribuzione delle cariche è mostrato nella parte superiore della figura 6.4. Nasce come conseguenza un campo elettrico rivolto nel verso negativo dell'asse x, il cui andamento è mostrato nella parte inferiore della figura. Il corrispondente andamento del potenziale è mostrato nella parte superiore della figura 6.5.

La barriera di potenziale che così si crea, impedisce alle lacune presenti nella zona p di continuare a diffondere verso la zona n, e viceversa, agli elettroni presenti nella zona n di diffondere verso la zona p. In realtà la situazione è un tantino più complicata, poiché i portatori liberi (elettroni nella zona n e lacune nella zona p) hanno una distribuzione di energie che, classicamente, è descritta dalla funzione di Boltzmann:

$$f(\epsilon) = C e^{-\epsilon/kT} \quad (6.23)$$

che ci dà il numero di portatori di carica aventi energia maggiore di ϵ . In questa relazione, k è la costante di Boltzmann e T la temperatura assoluta. Esiste quindi un certo numero di portatori di carica con energia sufficiente a superare la barriera di potenziale V_0 . Ciò costituisce una corrente diretta dal lato p verso il lato n. Tuttavia la corrente netta totale risulta nulla. Ciò è dovuto al fatto che nella zona n esistono,

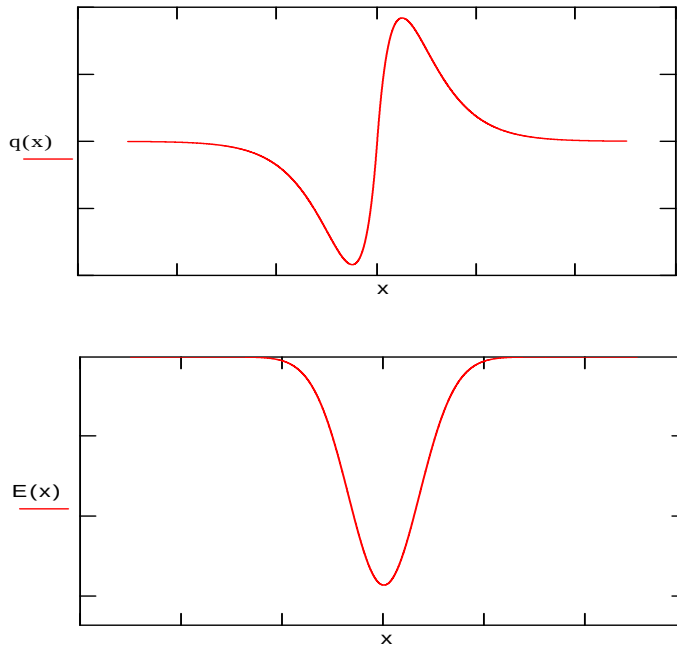


Figura 6.4:

sia pure in piccolissima concentrazione, cariche positive (lacune) libere. La presenza di queste lacune (portatori minoritari) è legata ai moti d'agitazione termica. Queste possono diffondere nella zona n verso la giunzione dove, a causa del verso del campo, sono rapidamente accelerate verso la zona p. Analogamente esistono nella zona p elettroni liberi (portatori minoritari) che diffondono verso la giunzione e sono poi rapidamente accelerati dal campo verso la zona n. L'insieme di queste due correnti, nota complessivamente come "corrente termica" I_s , controbilancia all'equilibrio la corrente legata alle cariche maggioritarie che hanno energia sufficientemente elevata da superare la barriera di potenziale (corrente di ricombinazione, I_r).

All'equilibrio quindi avremo:

$$I_s = I_r$$

ora, la corrente di ricombinazione, per quanto visto è proporzionale a:

$$I_r = C e^{-qV_0/kT}$$

ottenuta dalla 6.23 sostituendo ad ϵ l'energia qV_0 corrispondente alla barriera di potenziale che le cariche debbono superare.

Notiamo ancora che la corrente termica I_s non dipende dall'altezza della barriera di potenziale V_0 ; se quindi l'altezza della barriera viene alterata per una qualche azione esterna, I_s rimane uguale a:

$$I_s = C e^{-qV_0/kT}$$

mentre la corrente di ricombinazione I_r diviene:

$$I_r = C e^{-qV'/kT}$$

dove V' è il nuovo valore della barriera di potenziale.

Immaginiamo ora che al dispositivo considerato venga applicata una polarizzazione inversa, con il lato n collegato al positivo di una batteria V ed il lato p collegato al negativo. La polarità è tale da far allontanare dalla giunzione sia lacune nella zona p che elettroni nella zona n. Di conseguenza, la regione con densità di carica negativa si estende ulteriormente alla sinistra della giunzione e quella con densità di carica positiva si estende a destra. Si ha cioè un allargamento della zona di svuotamento, un conseguente aumento della differenza di potenziale, che ora diviene $V_0 + V$ ed in definitiva nessun sostanziale passaggio di corrente. Ciò è mostrato nella parte inferiore della figura 6.5.

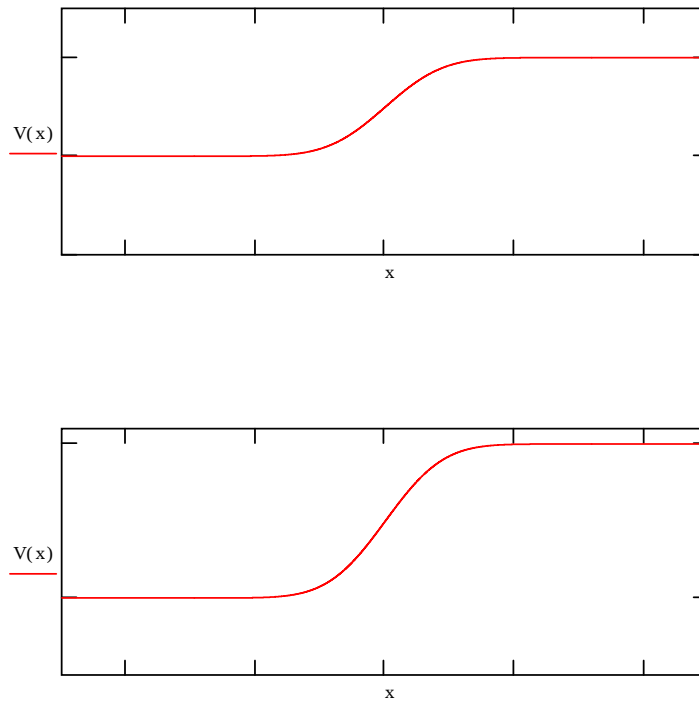


Figura 6.5:

Se al contrario ammettiamo che la giunzione sia polarizzata in modo diretto, si avrà una riduzione della barriera di potenziale ed un flusso di corrente.

Nel primo caso avremo:

$$V' = V_0 + V$$

e nel secondo:

$$V' = V_0 - V$$

In entrambe i casi avremo una differenza tra I_s ed I_r e quindi una corrente netta.

Esaminiamo dapprima il caso in cui la polarizzazione sia *diretta*. La corrente sarà allora:

$$I = I_r - I_s = Ce^{-q(V_0-V)/kT} - Ce^{-qV_0/kT} = Ce^{-qV_0/kT} (e^{qV/kT} - 1) =$$

$$= I_0 \left(e^{qV/kT} - 1 \right) \quad (6.24)$$

con:

$$I_0 = C e^{-qV_0/kT}$$

Nel caso in cui la polarizzazione si inverte, cambia semplicemente il segno di V nella 6.24. Questa equazione può quindi essere adoperata per descrivere il funzionamento del diodo sia nel caso in cui la polarizzazione sia diretta che nel caso di polarizzazione inversa.

Questo è il comportamento di un diodo raddrizzatore, il cui simbolo è mostrato in figura 6.6 e dove è anche indicato il verso in cui la corrente può fluire.

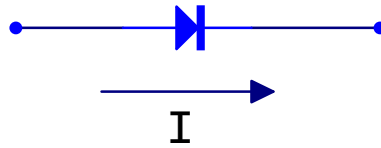


Figura 6.6:

6.6 Caratteristica I-V del diodo

La caratteristica del diodo, cioè la relazione tra tensione applicata e corrente nel diodo è esprimibile nella forma:

$$I = I_0 \left(e^{V_D/\eta V_T} - 1 \right) \quad (6.25)$$

Dove η è un parametro numerico che per il silicio vale all'incirca $1 \div 2$, ed I_0 è una costante, nota come *corrente inversa di saturazione*. I_0 è molto piccolo: esso può valere $10^{-14} \div 10^{-15} A$ nel caso del silicio.

L'andamento della funzione espressa dall'equazione 6.25 è mostrato in figura 6.7.

Vediamo che per tensioni applicate negative, la corrente risulta estremamente piccola (non visibile nel grafico).

Se V_D è positivo (polarizzazione diretta) possiamo distinguere il caso in cui sia $V_D \gg V_T$ da quello in cui sia $V_D \leq V_T$.

Nel primo caso il termine esponenziale dominerà rispetto al termine costante. L'andamento della corrente sarà cioè un esponenziale crescente. Esaminiamo alcuni casi numerici, ammettendo che sia $I_0 = 10^{-14} A$, $\eta = 1$, $V_T = 25 mV$ (Tabella 6.1).

Vediamo che la corrente è trascurabile fino a tensioni applicate di $\simeq 0.6 V$. A $0.7 V$ la corrente è aumentata in misura apprezzabile. Normalmente si assume che il diodo sia interdetto per tensioni dirette inferiori a $0.65 V$, mentre conduca per tensioni $\geq 0.7 V$. Come si vede dalla tabella, quando il diodo è in conduzione, a causa della rapida variazione della corrente al variare della tensione, si ha che ad importanti variazioni di corrente corrispondano piccolissime variazioni di tensione.

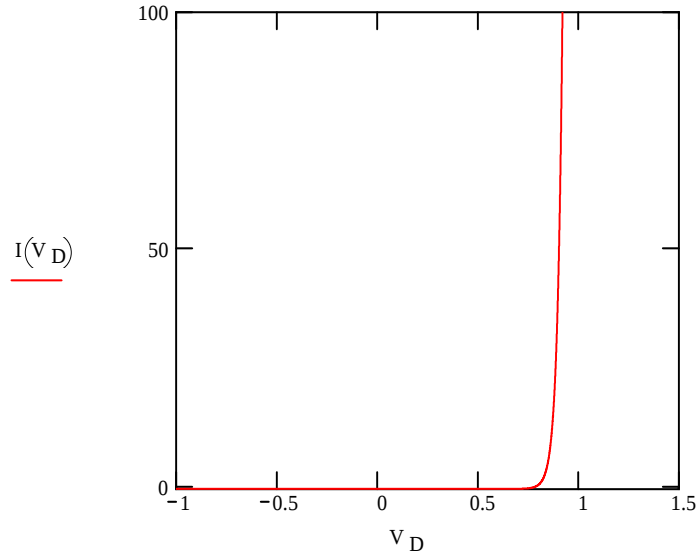


Figura 6.7:

V_D (mV)	I (A)
25	$2.7 \cdot 10^{-14}$
100	$5.5 \cdot 10^{-13}$
200	$3.0 \cdot 10^{-11}$
400	$8.9 \cdot 10^{-8}$
600	$26.0 \cdot 10^{-5}$
700	$14.5 \cdot 10^{-3}$
800	$790.0 \cdot 10^{-3}$

Tabella 6.1:

Ciò può esser visto in modo quantitativo facendo uso della 6.25 nel caso $V_D \gg \eta V_T$. Per due diversi valori della corrente, I_1 ed I_2 avremo infatti:

$$I_1 = I_0 e^{\eta V_{D1}/V_T}$$

$$I_2 = I_0 e^{\eta V_{D2}/V_T}$$

Dal rapporto di queste due equazioni si ha allora:

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{\eta(V_{D1} - V_{D2})/V_T}$$

e, prendendo il logaritmo di entrambi i membri:

$$V_{D1} - V_{D2} = \frac{V_T}{\eta} \ln \frac{I_1}{I_2} \simeq 25 \text{ mV} \times \ln \frac{I_1}{I_2}$$

Se la corrente I_1 è pari a dieci volte I_2 si ha:

$$V_{D1} - V_{D2} \simeq 57 \text{ mV}$$

In altri termini, la caduta di potenziale ai capi del diodo cambia molto poco al variare della corrente che lo attraversa. Ciò è legato al fatto che la caratteristica di figura 6.7, quando il diodo conduce, è all'incirca una retta verticale (di pendenza poco inferiore a $\pi/2$).

Per una resistenza R la legge di Ohm è:

$$\frac{1}{R} = \frac{I}{V}$$

Un valore elevato del rapporto I/V corrisponde ad un piccolo valore della resistenza, cioè dell'inverso della pendenza della retta che ne descrive il comportamento nel piano $I - V$.

Si può quindi parlare di una resistenza associata al diodo quando questo è in conduzione. Tale resistenza, che denoteremo con R_f , ha un valore estremamente piccolo.

Esaminando la caratteristica del diodo nella zona in cui esso è polarizzato inversamente, vediamo che tale zona della caratteristica corrisponde ad una resistenza di valore molto elevato, che nel seguito indicheremo con R_r .

Consideriamo ora l'esempio di figura 6.8.

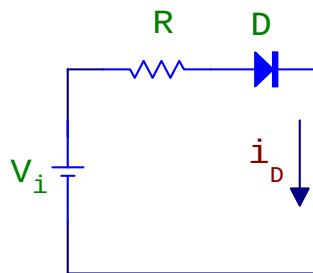


Figura 6.8:

L'equazione del circuito è ¹:

$$v_i = Ri_D + v_D$$

¹Qui e nel seguito adopereremo la seguente notazione per segnali di corrente (ed analoga per segnali di tensione):

$I_D =$ corrente continua (*quiescente*).

Cioè, una lettera maiuscola con sottoscritta maiuscola denota una quantità stazionaria.

$i_D =$ corrente totale

Cioè, una lettera minuscola con sottoscritta maiuscola denota la quantità totale, somma di quella stazionaria e della componente variabile.

$i_d =$ "segnale" di corrente

Cioè, una lettera minuscola con sottoscritta minuscola denota la componente variabile.

In altre parole, nel caso della corrente si ha:

$$i_D = I_D + i_d$$

da cui:

$$i_D = -\frac{1}{R}v_D + \frac{v_i}{R}$$

che è l'equazione di una retta (retta di carico) nel piano $(v_D - i_D)$. In quest'equazione i_D e v_D sono entrambe incognite. Tuttavia esse sono legate tra loro dalla 6.25, per cui possono, in linea di principio, esser facilmente calcolate.

Un modo per risolvere il problema è quello di ricorrere al grafico della 6.25 e disegnare sul medesimo la retta di carico, come mostrato nel grafico a destra figura 6.9. La retta ha una pendenza pari a $-1/R$. Essa interseca l'asse verticale (corrente) per $i_D = V_i/R$ e quello orizzontale (tensione) per $V_D = V_i$.

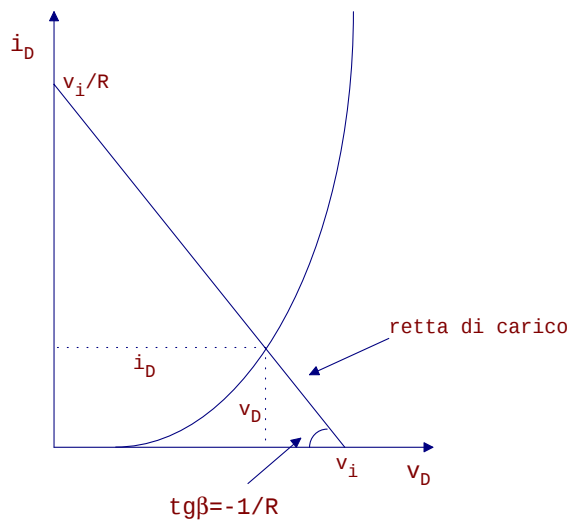


Figura 6.9:

Esaminiamo ora ciò che accade se il diodo è polarizzato inversamente, cioè se $v_D \leq 0$. In tale regione ci aspetteremmo che $I \simeq -I_0$, che cioè la corrente (che ora fluisce in verso opposto) fosse trascurabilmente piccola. In realtà si trova che, anche se molto piccola, questa corrente è diversi ordini di grandezza più elevata di quanto predetto dall'equazione del diodo. Per esempio, un diodo per piccoli segnali, avente un valore di $I_0 = 10^{-14} \div 10^{-15}$ può esibire una corrente inversa dell'ordine del nA . Inoltre tale corrente aumenta all'aumentare della tensione inversa applicata nonché all'aumentare della temperatura.

Tale corrente è in parte legata alla presenza, in minute quantità, di portatori di carica di tipo p nella regione n e di tipo n nella regione p ed in parte a perdite dielettriche.

I portatori di cui sopra vanno sotto il nome di *portatori minoritari*, per distinguerli dai *portatori maggioritari* che sono quelli introdotti con il drogaggio delle due zone. La loro presenza è dovuta alla rottura dei legami chimici, causata dai moti di agitazione termica.

La corrente I , molto piccola per tensioni inverse applicate non eccessivamente grandi, subisce un brusco aumento se la tensione inversa applicata supera un certo valore (tensione di *breakdown*). Tale comportamento è mostrato in figura 6.10.

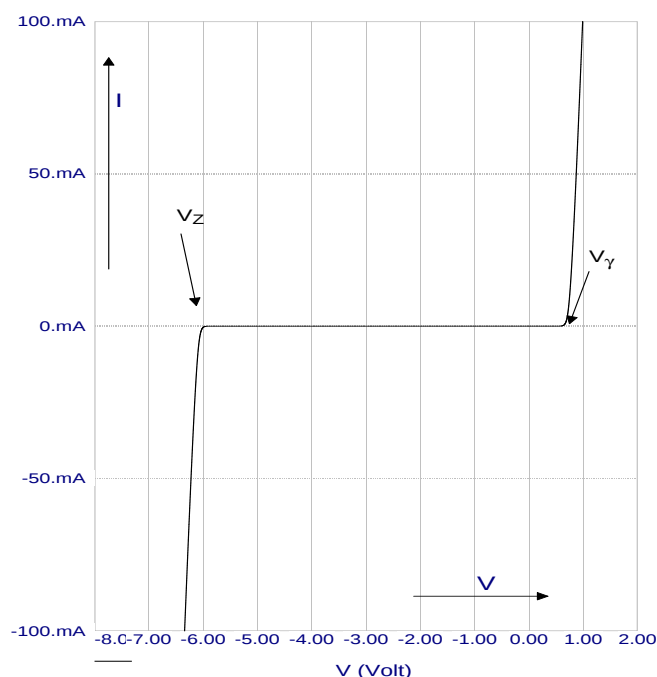


Figura 6.10:

La tensione di breakdown è quella corrispondente al "ginocchio" nel grafico di figura e viene indicata con il simbolo V_Z (dove Z sta per *Zener*). Al "ginocchio" la corrente aumenta molto all'aumentare della tensione applicata. Per questo motivo i diodi possono essere adoperati in questa regione come stabilizzatori di tensione. Sono disponibili in commercio appositi diodi (diodi Zener) con valori della tensione V_Z stabiliti dal produttore (di norma da qualche Volt a qualche centinaio di Volt). Il simbolo adoperato per il diodo Zener è mostrato in figura 6.11. La corrente fluisce nel verso indicato con I_f in figura se la polarizzazione è diretta e maggiore di V_γ , nel verso indicato con I_r se la polarizzazione è inversa e maggiore (in modulo) di V_Z .

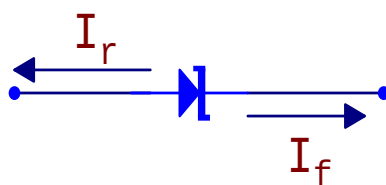


Figura 6.11:

6.7 Resistenza differenziale del diodo e capacità associate alla giunzione

La caratteristica I-V del diodo:

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

può, per segnali continui e polarizzazione diretta, essere schematizzata come mostrato nella parte destra della figura 6.12.

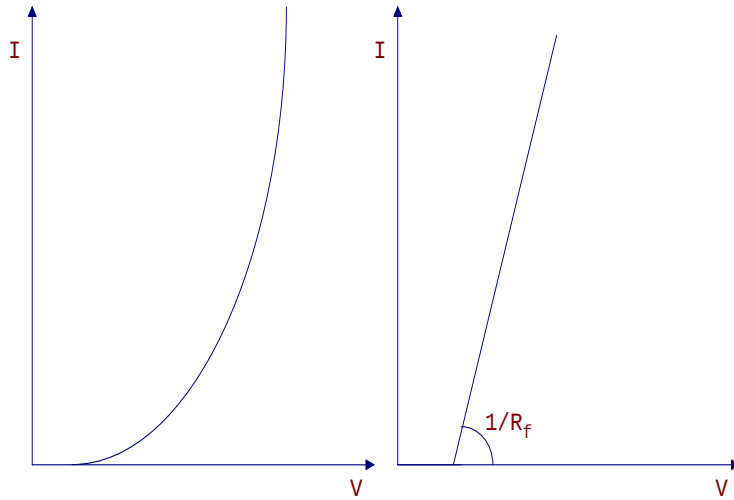


Figura 6.12:

cioè sostituendo il tratto di curva compreso tra 0 e 0.7 Volt con un tratto orizzontale ($I=0$) ed il tratto esponenziale successivo con una retta avente una pendenza determinata dal parametro ηV_T . Ciò equivale a sostituire al diodo reale uno ideale (cioè avente $V_\gamma = 0$ ed $R_f = 0$) in serie con un generatore di tensione di valore $V_\gamma \simeq 0.7 \text{ V}$ ed una resistenza R_f , come mostrato in figura 6.13.

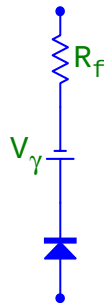


Figura 6.13:

Se al diodo è invece applicato un segnale variabile, costituito dalla somma di un segnale continuo (positivo) e di uno variabile, di piccola ampiezza:

$$V = V_0 + v$$

(dove cioè $dV = v$).

avremo:

$$i_D = I_0 e^{V/\eta V_T}$$

da cui:

$$i_d \equiv d(i_D) = I_0 \frac{1}{\eta V_T} e^{V/\eta V_T} dV = \frac{i_D}{\eta V_T} dV = \frac{i_D}{\eta V_T} v \simeq \frac{I}{\eta V_T} v$$

Ne segue:

$$\frac{v}{i_d} \equiv r_d = \frac{\eta V_T}{I} \simeq \frac{25}{I(mA)}$$

La grandezza r_d è la *resistenza differenziale* del diodo. Vediamo che la resistenza differenziale dipende dalla corrente totale I che lo attraversa e diminuisce all'aumentare di questa. Se quindi ad un diodo è applicato un segnale variabile di tensione di piccola ampiezza, la corrispondente variazione di corrente si ottiene dividendo l'ampiezza (variazione) del segnale di tensione per la resistenza differenziale r_d . Per $I = 1 mA$, la resistenza differenziale è pari a 25Ω .

6.7.1 Capacità associate alla giunzione

Se al diodo è applicato un segnale di alta frequenza, questo può esser trasmesso anche nel caso in cui la polarizzazione applicata sia inversa. In effetti, con tale polarizzazione la zona di svuotamento può, con buona approssimazione, essere assimilata ad un dielettrico che separa due zone "conduttrici", la zona p e quella n . In tali condizioni abbiamo l'equivalente di un minuscolo condensatore a facce piane e parallele, in cui la separazione tra le armature è pari alla larghezza W della zona di svuotamento. Se A è l'area della giunzione ed ϵ la costante dielettrica effettiva della zona di svuotamento, la capacità sarà data da:

$$C_j = \frac{\epsilon A}{W}$$

Questa è nota come "capacità incrementale" o "capacità di transizione".

Poichè W cambia al cambiare della tensione inversa applicata, varia corrispondentemente la capacità del nostro condensatore. Si ha cioè un condensatore la cui capacità può esser fatta variare applicando un comando elettrico (tensione) esterno. Dispositivi di questo tipo sono disponibili in commercio (*varicap*).

Analizziamo più in dettaglio il funzionamento del diodo in tali condizioni. Se in un tempo dt cambiamo la tensione applicata di dV , avremo una corrispondente variazione dQ della carica presente sul lato p della giunzione (uguale in modulo a quella presente sul lato n). Avremo quindi una corrente:

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dV} dV dt = C_j \frac{dV}{dt}$$

Analizzando in dettaglio l'andamento di W in funzione della tensione inversa applicata, si trova:

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\sqrt{1 + \frac{V_R}{V_0}}} \quad (6.26)$$

dove V_R è la tensione inversa applicata, V_0 è la tensione associata al diodo non polarizzato ($0.6 \div 0.8 V$) e C_{j0} è la capacità del diodo per $V_R = 0$.

Questa relazione è valida per una giunzione $p-n$ "brusca". Una relazione di uso più generale è [35]:

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 + \frac{V_R}{V_0}\right)^m} \quad (6.27)$$

dove m è una costante il cui valore dipende dal modo in cui la concentrazione del drogaggio varia andando dal lato p a quello n . Tale parametro varia tra $1/3$ ed $1/2$.

Vediamo che in ogni caso la capacità di transizione C_j decresce al crescere della tensione inversa applicata V_R . Valori tipici di C_j sono di circa 1 pF.

Se il diodo è polarizzato in modo diretto, la larghezza W della zona di svuotamento diminuisce e di conseguenza aumenta la capacità di transizione C_j . Tuttavia, per tale polarità del potenziale applicato, una seconda capacità, molto più grande della prima, interviene. Questa, nota come "capacità di diffusione" o "capacità di immagazzinamento", è legata al tempo che i portatori di carica immessi da una delle due regioni nell'altra, impiegano a ricombinarsi.

Esaminiamo ciò che accade. Se il diodo è polarizzato direttamente da una batteria, questa immette lacune nella zona p ed elettroni nella zona n . Tali cariche, arrivando nella zona di svuotamento, si ricombinano con le cariche legate che sono presenti in tali zone (elettroni nella zona p e lacune nella zona n), causando in tal modo un restringimento della zona di svuotamento ed un abbassamento della barriera di potenziale. Ciò a sua volta permette che ulteriori lacune attraversino la giunzione dalla zona p verso la zona n e ad ulteriori elettroni di muoversi in verso contrario. Sono questi movimenti di cariche che sono all'origine della conduzione nel diodo quando esso è polarizzato direttamente.

Le cariche così immesse da una regione nell'altra debbono però *ricombinarsi* con quelle di segno opposto che esse incontrano nella nuova regione. Se indichiamo con τ il tempo medio che una carica impiega a ricombinarsi e con Q la carica totale spostata in tale tempo, la corrente sarà:

$$I = \frac{Q}{\tau} = I_0 e^{V_D/\eta V_T}$$

Se ora definiamo la capacità di diffusione come:

$$C_d = \frac{dQ}{dV_D}$$

avremo:

$$C_d = \frac{\tau I_0}{\eta V_T} e^{V_D/\eta V_T} = \frac{\tau I_D}{\eta V_T} \quad (6.28)$$

Ed essendo:

$$r_d = \frac{\eta V_T}{I_D}$$

troviamo infine:

$$C_d = \frac{\tau}{r_d} \quad (6.29)$$

Esaminiamo ad esempio un diodo al silicio, con $\eta = 2$, $I_D = 25 \text{ mA}$, $V_T = 25 \text{ mV}$ e $\tau = 1 \text{ ns}$. Troviamo:

$$C_d = \frac{10^{-9} \cdot 25 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 25 \cdot 10^{-3}} = 0.5 \text{ nF}$$

che è molto maggiore di C_j .

Il parametro τ , che è critico in questo contesto, può variare tra pochi ns e centinaia di μs .

È la presenza della capacità di diffusione che limita l'uso dei diodi a giunzione a frequenze molto elevate. Per applicazioni a tali frequenze si può far uso di diodi basati su giunzioni metallo-semiconduttore, noti come *diodi Schottky*, il cui simbolo è mostrato in figura 6.14.



Figura 6.14:

6.8 Esempi di uso di diodi

6.8.1 Circuiti raddrizzatori

Cominciamo con il considerare un semplice circuito raddrizzatore, che fa uso di una resistenza in serie ad un diodo (figura 6.15).

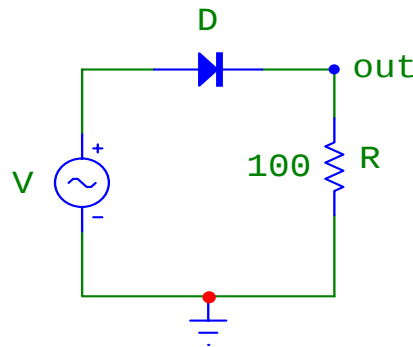


Figura 6.15:

Il segnale alternato applicato è:

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t)$$

con:

$$V_0 = 5 \text{ V}$$

ed:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = 60 \text{ Hz}$$

Inoltre è $R = 100\Omega$.

Nel nostro esempio il diodo ha un valore di $V_\gamma = 0.81 \text{ V}$. Una corrente potrà fluire nella resistenza R se la differenza di potenziale V_D ai capi del diodo supera V_γ . L'equazione del circuito è:

$$V_0 \sin(\omega t) = V_D + RI$$

La corrente si annulla per:

$$V_0 \sin(\omega t) = V_D \simeq 0.81 \text{ V}$$

ciò avviene per:

$$\sin(\omega t) = \frac{0.81}{5} \simeq 0.162$$

Da questa si trova che il primo istante in cui la corrente si annulla è:

$$t_1 \simeq 0.43 \text{ ms}$$

La corrente si annulla nuovamente per:

$$t_2 \simeq 7.9 \text{ ms}$$

Quando la corrente si annulla, la tensione in output si annulla anch'essa.

Il grafico di figura 6.16 mostra il segnale in ingresso (linea solida) e quello in uscita (linea tratteggiata), ottenuti facendo uso della versione Demo del programma di simulazione Microcap [5]. La curva nel grafico inferiore è la differenza di potenziale ai capi del diodo (cioè la differenza delle due curve nel grafico superiore).

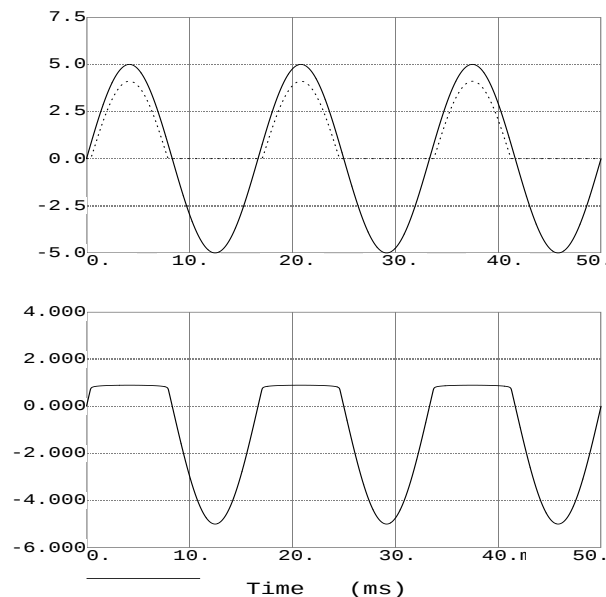


Figura 6.16:

Come si vede, nel segnale in uscita risulta "tagliata" la parte inferiore. Il circuito ha "raddrizzato" l'onda in ingresso.

Se il V_γ del diodo può essere trascurato rispetto all'ampiezza del segnale applicato, allora l'intera semionda positiva verrà ad essere trasmessa e quella negativa bloccata.

Analizziamo la risposta in tale approssimazione, per un segnale in ingresso:

$$V(t) = V_0 \cos(\omega t)$$

Il segnale in uscita avrà un valor medio dato da:

$$V_{0,dc} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V_0 \cos(\omega t) dt = \frac{1}{T} \int_{-T/4}^{T/4} V_0 \cos(\omega t) dt \quad (6.30)$$

essendo nullo il contributo negli intervalli di tempo $(-T/2, -T/4)$ e $(T/4, T/2)$. Questa può essere riscritta come:

$$V_{0,dc} = \frac{1}{\omega T} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V_0 \cos(\omega t) d(\omega t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V_0 \cos x dx = \frac{V_0}{\pi} \quad (6.31)$$

L'onda in uscita ha componenti di Fourier a frequenze ω , 2ω , 3ω , 4ω etc. Analizziamo lo sviluppo in serie di Fourier, facendo uso delle relazioni d'uso generale:

$$f(t) = a_0 + a_1 \cos \omega t + b_1 \sin \omega t + a_2 \cos 2\omega t + b_2 \sin 2\omega t + a_3 \cos 3\omega t + b_3 \sin 3\omega t + \dots$$

con i coefficienti a_i , b_i dati da:

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt$$

$$a_1 = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos \omega t dt$$

$$b_1 = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin \omega t dt$$

...

$$a_m = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos m\omega t dt$$

$$b_m = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin m\omega t dt$$

Nel nostro caso l'integrazione va effettuata tra $-T/4$ e $T/4$, poiché la nostra $f(t)$ è nulla al di fuori di tale intervallo. Inoltre, data la simmetria della funzione per uno scambio $t \rightarrow -t$, tutti i coefficienti b_n sono nulli. Effettuando il calcolo dei vari integrali, si trova facilmente:

$$V(t) = V_0 \left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \cos \omega t + \frac{2}{3\pi} \cos 2\omega t - \frac{2}{15\pi} \cos 4\omega t + \dots \right) \quad (6.32)$$

I termini successivi hanno coefficienti sempre più piccoli, e saranno trascurati.

Volendo "filtrare" ulteriormente il segnale, ridurre cioè il contributo delle armoniche, si può ricorrere ad un filtro "passa-basso" RC, come mostrato in figura 6.17:

Ammettiamo che sia $R_L \ll R$ e scegliamo inoltre un valore di capacità tale che sia $RC = 100/\omega$. In tal caso, la risposta del circuito può esser facilmente ottenuta facendo uso del principio di sovrapposizione. Infatti possiamo considerare la parte RC del circuito come alimentata da un generatore ideale di tensione, di valore pari alla tensione, già calcolata, presente ai capi di R_L . Essendo R di valore grande

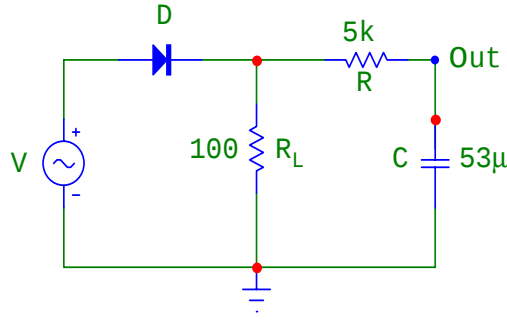


Figura 6.17:

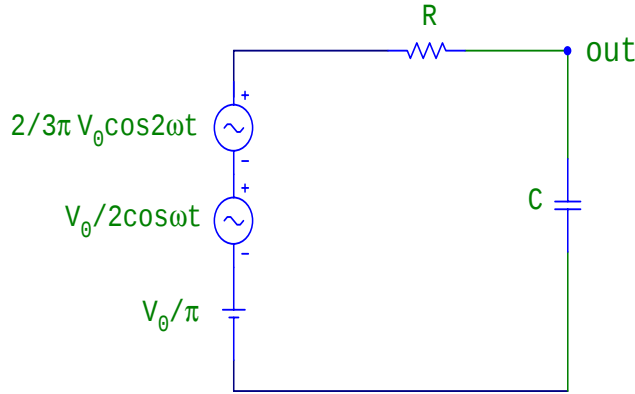


Figura 6.18:

rispetto ad R_L essa costituisce un modesto carico per il suddetto generatore, per cui possiamo ritenere che, con ottima approssimazione, la tensione ai capi di R_L già calcolata, in assenza del circuito RC, sia uguale a quella in presenza di esso.

Possiamo inoltre, facendo uso del principio di sovrapposizione, sostituire al suddetto generatore ideale, la serie dei tre generatori mostrati in figura 6.18, corrispondenti ai primi tre termini nello sviluppo 6.32.

Dalla figura 6.18 otteniamo, per il *modulo* della risposta ai singoli generatori:

$$V_{out,dc} = \frac{V_0}{\pi}$$

per il segnale continuo;

$$V_{out,1} = \frac{V_0}{2} \frac{Z_C}{R + Z_C}$$

per il segnale a frequenza angolare ω , dove è $Z_C = 1/j\omega C$.

Sostituendo si ottiene per $V_{out,1}$:

$$V_{out,1} = \frac{V_0}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} = \frac{V_0}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 100^2}} \simeq \frac{V_0}{200}$$

Per il termine successivo nello sviluppo, corrispondente al segnale di frequenza angolare 2ω , avremo:

$$V_{out,2} = \frac{2V_0}{3\pi} \frac{1}{\sqrt{1+200^2}} = \frac{V_0}{300\pi}$$

Trascurando i termini di ordine più elevato, avremo quindi:

$$V_0(t) \simeq V_0 \left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{200} \cos \omega t + \frac{1}{300\pi} \cos 2\omega t + \dots \right)$$

Il rapporto tra il valore quadratico medio delle componenti variabili (ripple) e quello della componente continua é pertanto:

$$\rho = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{200^2} + \frac{1}{(300\pi)^2}} = \frac{\pi}{280} \simeq 0.011$$

Vediamo così che la componente variabile (ripple) rappresenta appena l'1% di quella continua.

6.8.2 Rettificatore ad onda intera

Nel circuito raddrizzatore appena discusso, solo una metà (quella positiva) del segnale alternato applicato veniva trasmessa. È possibile migliorare tale circuito facendo in modo che la metà inferiore del segnale, cambiata di segno, sia anch'essa trasmessa. Un circuito che realizza tale funzione è quello di figura 6.19.

Il secondario del trasformatore ha una presa centrale, collegata a massa. Durante la semionda positiva la tensione ai capi della metà superiore del secondario è tale da polarizzare direttamente il diodo D_1 , mentre quella ai capi della metà inferiore polarizza D_2 in modo inverso. In questa fase quindi la corrente segue il percorso superiore indicato in figura e fluisce poi nel carico R_L collegato a massa. Durante la semionda negativa viene invece ad essere polarizzato direttamente D_2 ed inversamente D_1 . Vediamo allora che la corrente seguirà il percorso indicato in figura dalla linea inferiore, ma attraverserà R_L nel medesimo verso di prima. Si vede cioè che entrambe le semionde sono state raddrizzate.

Anche in questo caso è poi possibile diminuire il contributo delle armoniche nella tensione ai capi di R_L , ponendo a valle un opportuno circuito passa-basso.

6.8.3 Rivelatore di picco

È spesso necessario ricorrere a circuiti che *memorizzino* per un breve intervallo di tempo, il valore massimo che un segnale di tensione ha raggiunto. Un tipico uso di circuiti di questo tipo si incontra nei sistemi di "sample-and-hold" che precedono un Convertitore Analogico-Digitale (ADC). La memorizzazione del segnale di tensione può esser ottenuta facendo sì che esso vada a caricare un condensatore. Occorre però impedire che questo si scarichi quando il segnale diminuisce o diviene negativo.

Il circuito di figura 6.20, noto come *rivelatore di picco*, implementa tale funzione.

Se infatti il segnale V_i è positivo e crescente, trascurando per un attimo la resistenza R_L ed ammettendo che sia $V_\gamma \approx 0$, vediamo che il diodo D viene ad esser polarizzato direttamente e di conseguenza il condensatore si carica "seguendo" V_i .

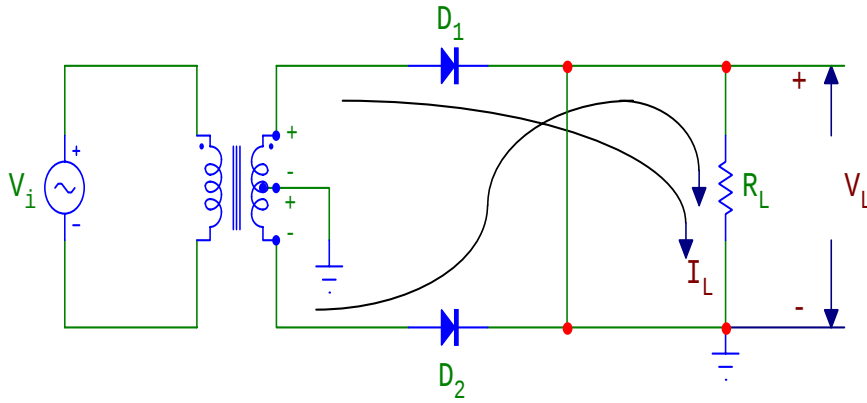


Figura 6.19:

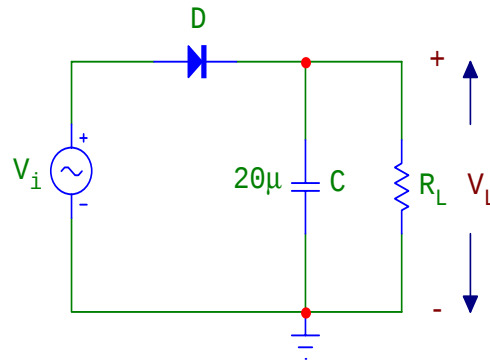


Figura 6.20:

In realtà V_γ non è zero, quindi avremo che la tensione ai capi del condensatore sarà data da:

$$V_C = V_i - V_\gamma$$

Se ora V_i comincia a diminuire, avremo che il condensatore, oramai carico ad un certo valore V_C , mantiene tale valore (sempre trascurando la resistenza R_L). Il diodo D verrà ora ad essere interdetto e non ci sarà alcuna corrente nel circuito. Se V_i comincia a risalire nuovamente, il diodo verrà ad essere nuovamente polarizzato in modo diretto se è:

$$V_i > V_\gamma + V_C$$

Se V_i supera tale valore di soglia, il diodo consentirà il passaggio della corrente e la tensione ai capi del condensatore comincerà nuovamente ad aumentare, "seguendo" V_i (a meno del termine costante V_γ).

Se vogliamo che la tensione ai capi del condensatore rappresenti la "memoria" del massimo raggiunto da V_i , per un tempo finito τ , dobbiamo far sì che il condensatore abbia modo di scaricarsi dopo tale tempo. A ciò provvede la resistenza R_L . La costante di tempo $R_L C$ dovrà essere dell'ordine del tempo τ voluto. L'andamento

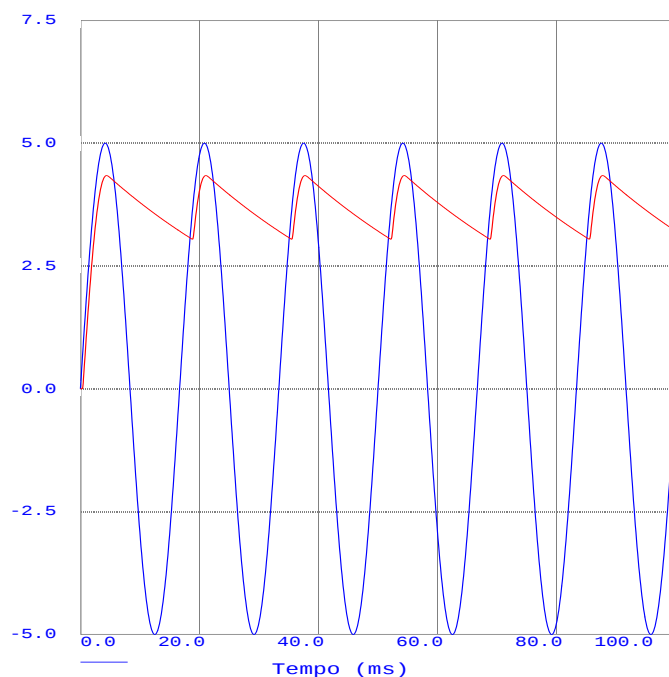


Figura 6.21:

del segnale all'uscita del circuito di figura, ottenuto facendo uso del programma di simulazione [5], è mostrato in figura 6.21.

I valori scelti sono:

$$R_L = 2k$$

$$C = 20\mu F$$

Il segnale in ingresso (curva solida nella figura) è una sinusoide:

$$V_i = 5 \sin 2\pi \nu t$$

con $\nu = 60 \text{ Hz}$.

Il segnale in uscita è mostrato dalla linea tratteggiata. Notiamo che esso ha un valore massimo che differisce da V_i di circa 0.7 Volt e che non rimane costante, ma diminuisce in modo esponenziale. La "memoria" può esser allungata aumentando il valore di R_L .

Invertendo il verso del diodo è poi possibile trasformare, come è facile verificare, il rivelatore di picco positivo in un rivelatore di picco negativo.

6.8.4 Circuito fissatore (Clamping)

È necessario in alcuni casi "fissare" ad un certo valore continuo il massimo (o il minimo) di un segnale sinusoidale di tensione. I circuiti che svolgono tale funzione sono noti come circuiti *fissatori* o *clamping*.

Un circuito che fissa a V_γ il valore massimo di un segnale sinusoidale, è quello di figura 6.22.

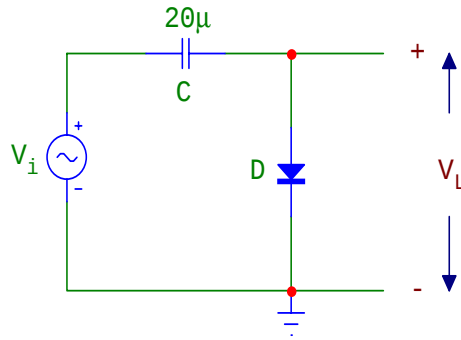


Figura 6.22:

Se infatti il segnale in ingresso sale, il segnale V_L sale anch'esso, fino a che V_i non sia divenuto uguale a V_γ . A partire da tale istante il diodo inizia a condurre e $V_L = V_\gamma$. Ora, la tensione sull'armatura sinistra del condensatore continua a salire, seguendo V_i , mentre quella sull'armatura destra rimane fissa a V_γ . Se ora V_i comincia a diminuire, e con esso la tensione sull'armatura sinistra del condensatore, quella sull'armatura destra comincerà a scendere anch'essa, interdicendo il diodo. Vediamo che in tal modo V_L continua a diminuire fintantoché V_i diminuisce. Poiché V_L partiva da un valore V_γ , esso diminuirà, divenendo presto negativo.

Il minimo valore che V_L raggiungerà è quindi:

$$V_{L,min} = V_\gamma - 2V_0$$

Dove V_0 è l'ampiezza del segnale sinusoidale V_i .

Se ora V_i comincia nuovamente ad aumentare, V_L aumenterà anch'esso, fino a raggiungere un valore massimo V_γ quando V_i acquista il suo valore massimo V_0 .

In tutta la fase descritta il diodo rimane interdetto. Esso svolge unicamente il ruolo di far caricare il condensatore nella fase iniziale in cui V_i inizia a crescere.

L'andamento dei segnali V_i e V_L è rappresentato dalle curve di figura 6.23. La sinusoide superiore è V_i , quella inferiore V_L . Il segnale sinusoidale in ingresso ha un'ampiezza di 5 V ed una frequenza di 60 Hz.

È possibile effettuare un clamp ad una tensione diversa da V_γ , modificando il circuito con l'aggiunta di una batteria, come mostrato in figura 6.24. Qui si è scelto una batteria da $-2 V$. Con tale scelta, il massimo della tensione in uscita è fissato a:

$$V_\gamma - V_R = 0.8 - 2.0 = -1.2 V$$

I relativi segnali sono mostrati in figura 6.25.

6.8.5 Duplicatore di tensione

La figura 6.26 mostra un circuito che fornisce in uscita una tensione continua pari a $-2V_0$, dove V_0 è l'ampiezza del segnale sinusoidale applicato in ingresso.

Il circuito è costituito da un clamp seguito da un rivelatore di picco per segnali negativi.

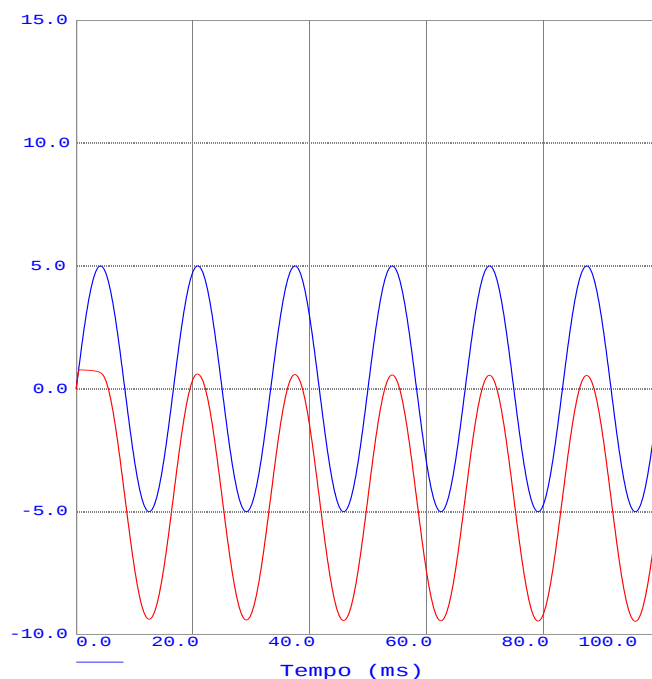


Figura 6.23:

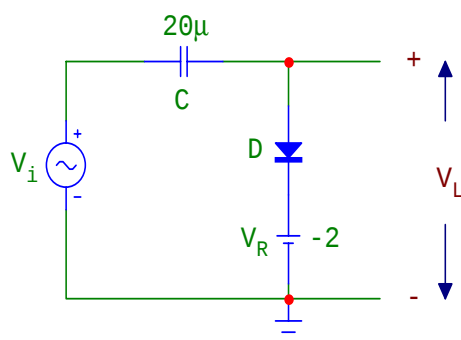


Figura 6.24:

La metà sinistra del circuito, costituita dalla capacità C e dal diodo D , fissa il massimo del segnale in uscita (quello ai capi delle diodo D) ad un valore V_γ . La metà destra (D_1 , C_1) "memorizza" il valore minimo ($V_\gamma - 2V_0$) che tale segnale assume.

Il grafico di figura 6.27 mostra in alto l'andamento del segnale applicato (curva superiore) e di quello ai capi di D (curva inferiore) ed in basso il segnale di tensione in uscita V_{out} . Vediamo che, dopo un breve tempo di assestamento, legato alla carica dei condensatori, la tensione in uscita acquista un valore di circa:

$$V_\gamma - 2 \times 5 = -9.2 \text{ Volt}$$

6.8.6 Misura analogica di una frequenza d'impulsi

Il circuito di figura 6.28 è a volte adoperato come tachimetro nelle automobili. Esso fornisce una tensione in uscita proporzionale al numero di impulsi al secondo inviati

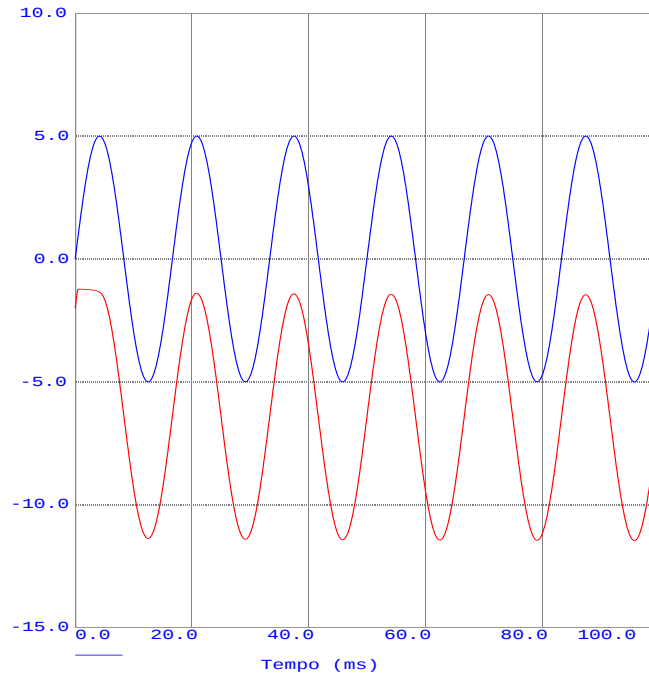


Figura 6.25:

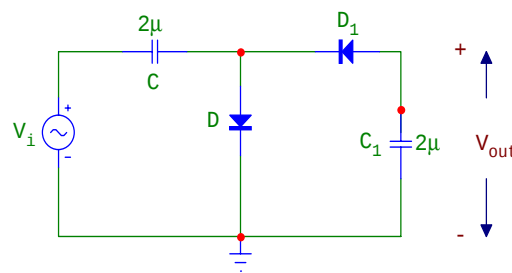


Figura 6.26:

in ingresso. Gli impulsi costituiscono un treno d'onde rettangolari, di altezza e durata fissa. Analizziamo il funzionamento.

Ciascun impulso positivo in ingresso "carica" il condensatore C_1 attraverso il diodo D_1 . Per questa polarità dell'impulso D_2 risulta interdetto. Quando l'impulso torna a zero, la tensione sull'elettrodo sinistro del condensatore scende, e scende simultaneamente quella sull'elettrodo destro (il comportamento è uguale a quello, già esaminato, del circuito clamping). Ora la tensione dell'elettrodo destro di C_1 , che era rimasta bloccata a V_γ , può scendere a valori negativi, con che D_2 può cominciare a condurre, caricando negativamente il condensatore C_2 . Come si vede dallo schema, C_2 è di valore molto maggiore di C_1 . La costante di tempo con cui esso si scaricherà attraverso la resistenza R è quindi molto grande, e comunque molto maggiore del tempo di carica. Se il numero di impulsi al secondo è n e l'altezza d'impulso V , la carica associata a ciascun impulso è $C_1 V$ e la corrente media $i = C_1 V n$. Questa corrente produce ai capi di C_2 un'aumento della tensione pari a $\delta V_2 = n V C_1 / C_2$. Si raggiungerà dopo un certo tempo una situazione stazionaria in cui il processo di carica di C_2 viene rallentato dall'aumento del potenziale V_2 , mentre la scarica di C_2

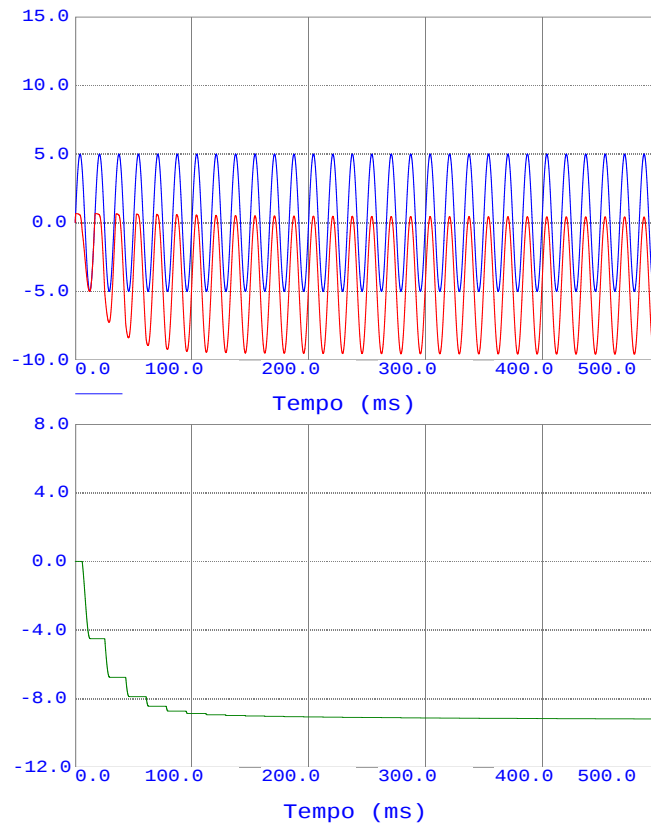


Figura 6.27:

attraverso R continua con legge esponenziale. In questa fase asintotica (raggiunta nella pratica dopo una frazione di secondo) la tensione ai capi di C_2 è proporzionale al numero n di impulsi al secondo. La parte del circuito costituita dal condensatore C_1 e dai diodi agisce da "pompa" di carica elettrica; C_2 da "serbatoio".

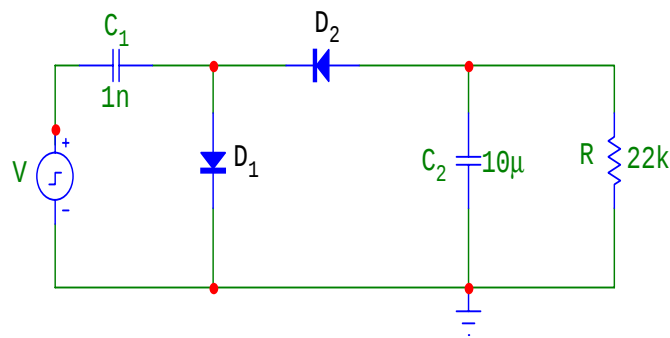


Figura 6.28:

I risultati di una simulazione di questo circuito, ottenuti facendo uso del programma microcap [5], sono mostrati nelle figura 6.29 e 6.30. I valori dei componenti adoperati sono quelli di figura 6.28. Il segnale in ingresso è un'onda quadra, di periodo $200 \mu s$ e duty-cycle 50%. La figura 6.29 mostra il segnale in ingresso (grafico superiore) e quello ai capi di C_2 (grafico inferiore) limitatamente ai primi $2 ms$. La

figura 6.30 mostra la tensione ai capi di C_2 su di un intervallo temporale di 0.8 s. È evidente la crescita asintotica del segnale in uscita (negativo) verso -450 mV.

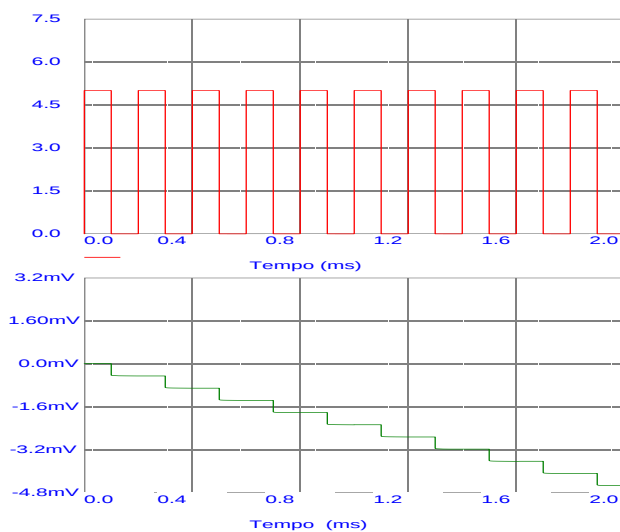


Figura 6.29:

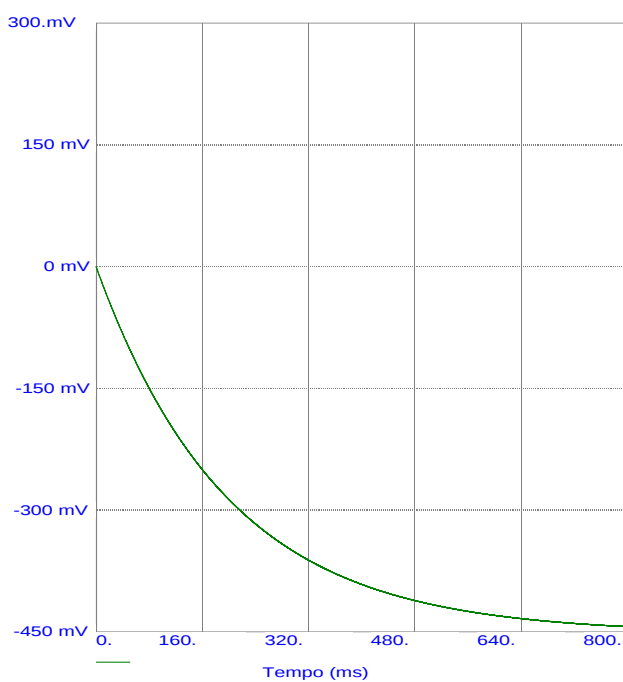


Figura 6.30:

6.8.7 Circuito limitatore con diodi Zener

Il circuito di figura 6.31 limita, sia nella semionda positiva che in quella negativa, il segnale sinusoidale applicato in ingresso. Nell'esempio di figura, l'ingresso ha una

frequenza di 1 kHz ed un'ampiezza di 10 V. Lo Zener adoperato è un 1N4731, che ha $V_Z = 4.3\text{ V}$. Il taglio avviene quindi a:

$$V_Z + V_\gamma = 4.3 + 0.7 \approx 5.0\text{ V}$$

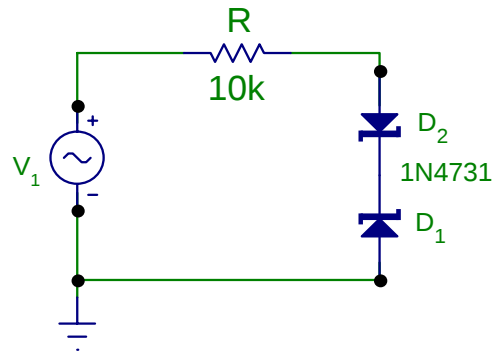


Figura 6.31:

Il risultato ottenuto facendo uso del programma di simulazione è mostrato in figura 6.32. Il segnale ai capi della serie dei due diodi è rappresentato dalla curva tratteggiata. Dalla simulazione sembra che il taglio avvenga ad una tensione leggermente inferiore ai 5 V. In realtà ciò è dovuto alla caduta di tensione sulla resistenza da 10 k adoperata.

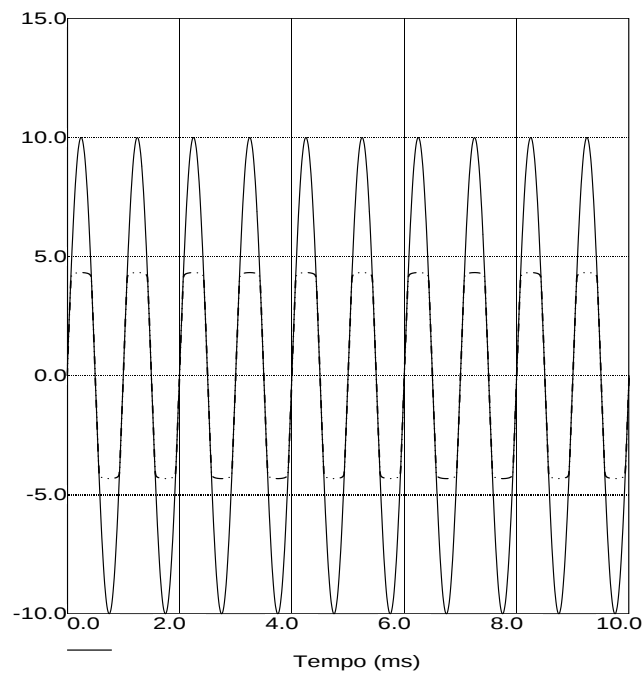


Figura 6.32:

6.8.8 Interruttore a ponte di diodi

È spesso necessario far uso di "interruttori" comandati da un segnale di tensione. Il circuito di figura 6.33 trasmette o meno in uscita il segnale di tensione presente in ingresso, a seconda del segno della tensione di controllo V_k .

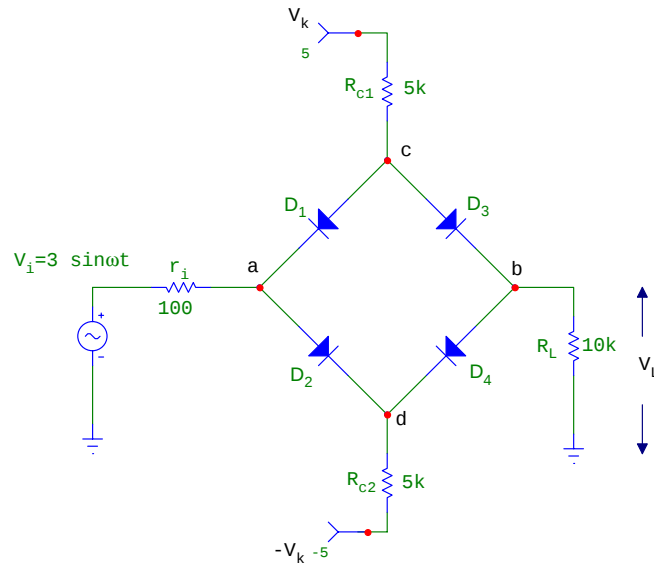


Figura 6.33:

Esaminiamone il funzionamento.

Ammettiamo, per cominciare, che la tensione di controllo V_k sia stata fissata a $+5\text{ V}$. Se $V_i = 0$, i diodi D_1 e D_2 condurranno. La tensione nel punto c sarà $V_i + V_\gamma = 0 + 0.6 = 0.6\text{ V}$ (stiamo ora ammettendo che il V_γ dei diodi adoperati sia 0.6 V). Ora D_3 e D_4 condurranno ed avremo:

$$V_b = V_c - 0.6 = 0\text{ V}$$

Cioè la tensione in uscita V_L sarà uguale a quella in ingresso. Ammettiamo ora che V_i e quindi V_a aumenti e salga ad esempio a 0.2 V . Ora V_c salirà a $0.2 + 0.6 = 0.8\text{ V}$. V_b sarà allora:

$$V_b = V_c - 0.6 = 0.2\text{ V}$$

ancora una volta uguale a V_i . Vediamo quindi che, fintantoche i diodi conducono, V_L segue V_i .

Ammettiamo ora di portare V_k a -5 V . Ora i diodi D_1 e D_2 saranno interdetti, e così pure D_3 e D_4 . In R_L non passerà alcuna corrente e $V_L = 0$.

Vediamo quindi che il ponte di diodi trasmette il segnale V_i se $V_k = +5\text{ V}$, mentre l'uscita è nulla per $V_k = -5\text{ V}$.

Ci chiediamo ora quale sarà il massimo valore che V_i può assumere affinché, con $V_k = +5\text{ V}$, il sistema continui a trasmettere, senza deformarlo o tagliarlo, il segnale applicato in ingresso.

Ovviamente, se V_a diviene così grande che la differenza di potenziale ai capi di D_1 sia nulla (in pratica, minore di $V_\gamma = 0.6\text{ V}$), il diodo D_1 sarà interdetto, o quasi; la differenza di potenziale ai suoi capi sarà $\sim 0\text{ V}$.

Ammettiamo, per fare un esempio, che sia $V_a = 4.8 \text{ V}$. In tali condizioni D_1 sarà al limite della conduzione, con una differenza di potenziale ai suoi capi di $\sim 0 \text{ V}$. Quindi $V_c \simeq 4.8 \text{ V}$. Notiamo che in queste condizioni D_3 continuerà a condurre, con una differenza di potenziale ai suoi capi di circa 0.6 V , il che implica una tensione di uscita $V_b \simeq 4.8 - 0.6 = 4.2 \text{ V}$. Vediamo che in tali condizione V_b non è più uguale a V_a . Notiamo ancora che D_2 continua a condurre, con che: $V_d = V_a - 0.6 = 4.2 \text{ V}$. Il diodo D_4 , con una differenza di potenziale all'incirca nulla ai suoi capi, è al limite dell'interdizione, come D_1 . La corrente in esso i_{D_4} sarà uguale a 0. Chiamando V_i^m il massimo valore che il segnale in ingresso può assumere prima che le correnti attraverso D_1 e D_4 si annullino avremo, ponendo $R_{c_1} = R_{c_2} \equiv R_c$:

$$V_a = V_i^m$$

$$V_d = V_a - V_\gamma = V_i^m - V_\gamma$$

$$V_c = V_a = V_i^m$$

$$V_b = V_c - V_\gamma = V_a - V_\gamma = V_L$$

dove:

$$R_L i_L = V_k - R_c i_L - V_\gamma$$

cioè:

$$i_L (R_L + R_c) = V_k - V_\gamma$$

da cui:

$$i_L = \frac{V_k - V_\gamma}{R_L + R_c}$$

Da questa segue:

$$V_L = R_L i_L = \frac{R_L}{R_L + R_c} (V_k - V_\gamma) = V_i^m - V_\gamma$$

e quindi:

$$V_i^m = V_\gamma + \frac{R_L}{R_L + R_c} (V_k - V_\gamma)$$

Se ad esempio è:

$$R_L = 10 \text{ k} \quad ; \quad R_c = 5 \text{ k} \quad ; \quad V_k = 5 \text{ V}$$

avremo:

$$V_i^m = 0.6 + \frac{10}{15}(5 - 0.6) = 3.5 \text{ V}$$

6.9 Il transistor bipolare: Introduzione

Abbiamo già accennato, nell'introduzione a questo capitolo, all'idea coltivata attorno al 1945 da numerosi ricercatori, di realizzare un amplificatore a stato solido che funzionasse in modo analogo ad una valvola termoionica (triolo o simile). L'idea era cioè quella di controllare la corrente in un diodo al silicio, inserendo nella zona di separazione tra la parte p e quella n, l'analogo di una griglia. Nel transistor bipolare a giunzione, quale oggi lo conosciamo, si controlla la corrente che fluisce tra due zone di ugual drogaggio, mediante una corrente immessa in una sottile zona, di drogaggio opposto, realizzata tra le prime due. Ciò è schematicamente mostrato in figura 6.34, dove le due zone che rispettivamente emettono e ricevono la corrente controllata dalla corrente I_g , sono di tipo n, mentre la zona che le separa, che svolge il ruolo della griglia in un tubo a vuoto, è di tipo p.

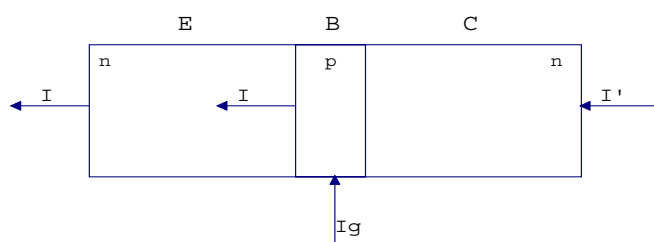


Figura 6.34:

Un transistor bipolare è quindi un dispositivo che controlla una corrente mediante un'altra corrente (molto piccola). Ciò lo differenzia da un triolo, in cui è una tensione (la tensione di griglia) a controllare la corrente che passa nel tubo.

Un transistor di questo tipo è detto "nnp". Esistono anche transistor "pnp" in cui le polarità sono invertite. I simboli adoperati per i due tipi di transistor sono mostrati in figura 6.35.

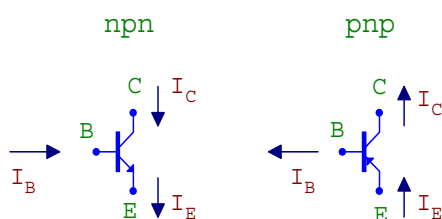


Figura 6.35:

I terminali che rispettivamente emettono e raccolgono le cariche il cui flusso costituisce la corrente nel transistor sono detti rispettivamente di "emettitore" e di "collettore". Il terminale collegato alla zona intermedia è quello di "base". In un transistor npn la corrente è dovuta (principalmente) ad elettroni emessi dall'emettitore e raccolti poi dal collettore. In un transistor pnp la corrente è dovuta (principalmente) a lacune emesse dall'emettitore e raccolte poi dal collettore. Tale

corrente è controllata dalla corrente immessa nella base. Il verso della corrente convenzionale (cioè di cariche positive) è, in entrambi i tipi di transistor, indicato dal verso della freccia nella gamba di emettitore.

È possibile, con una semplice esperienza, mettere in evidenza l'elevato guadagno in corrente di un transistor. Il circuito, consistente in un transistor (meglio se ad alto guadagno), una batteria da 9 V, una resistenza da 100 Ω ed un LED, è mostrato in figura 6.36.

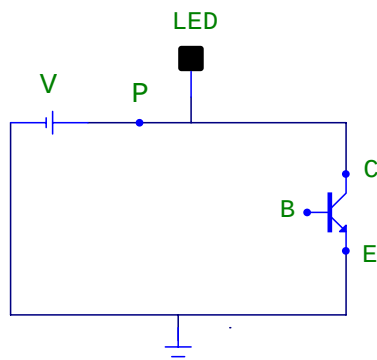


Figura 6.36:

Nella configurazione di figura, con il terminale di base non collegato, il LED rimane spento essendo nulla la corrente nel transistor. Se ora stringiamo tra due dita di una mano il terminale di base e tra due dita dell'altra mano il positivo della batteria (punto P) il LED si accenderà. Ciò dimostra che è sufficiente la piccolissima corrente (pochi μA) che, attraverso il nostro corpo, fluisce tra il positivo della batteria, la giunzione base-emettitore e massa, per far passare nel transistor una corrente (qualche mA) abbastanza elevata da far accendere il LED.

6.9.1 Transistor bipolare: struttura interna e funzionamento in zona attiva

La struttura interna del transistor bipolare è mostrata in figura 6.37, relativa ad un transistor npn.

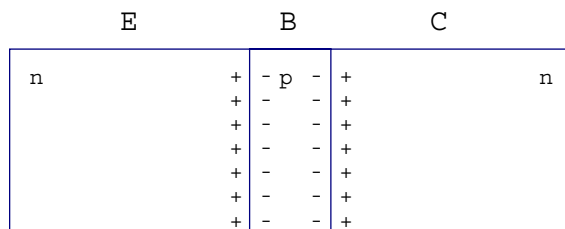


Figura 6.37:

Come si vede, abbiamo due diodi contrapposti: quello emettitore-base e quello base-collettore. All'equilibrio la distribuzione delle cariche, del campo elettrico e del potenziale sono quelle mostrate nelle figure 6.38, 6.39, 6.40.

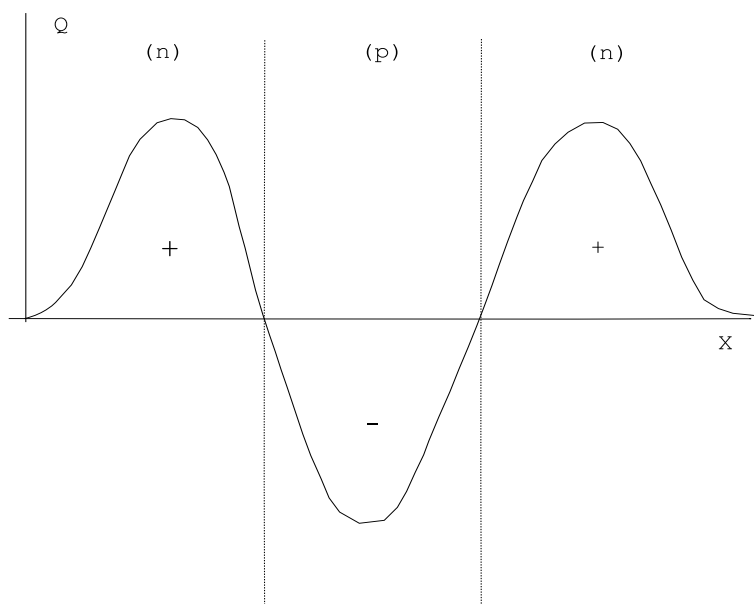


Figura 6.38:

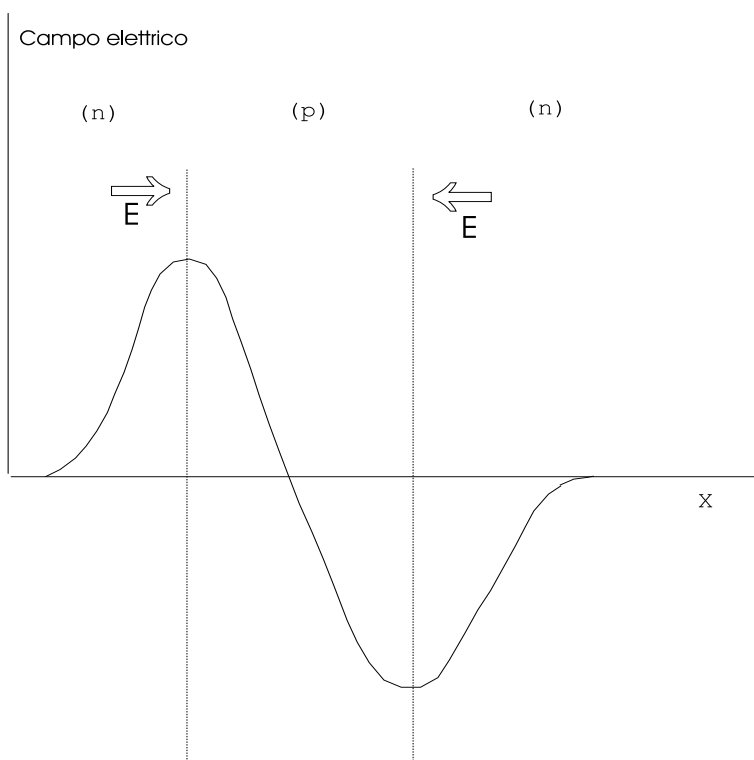


Figura 6.39:

Ammettiamo ora che la giunzione (diodo) emettitore-base sia polarizzata in modo diretto e quella collettore-base in modo inverso, come mostrato in figura 6.41.

Il corrispondente andamento del potenziale è quello di figura 6.42.

Attraverso la prima delle giunzioni suddette, elettroni passeranno per diffusione dall'emettitore nella base e lacune dalla base nell'emettitore. Il transistor è però costruito in modo che la concentrazione di lacune nella base sia molto più piccola

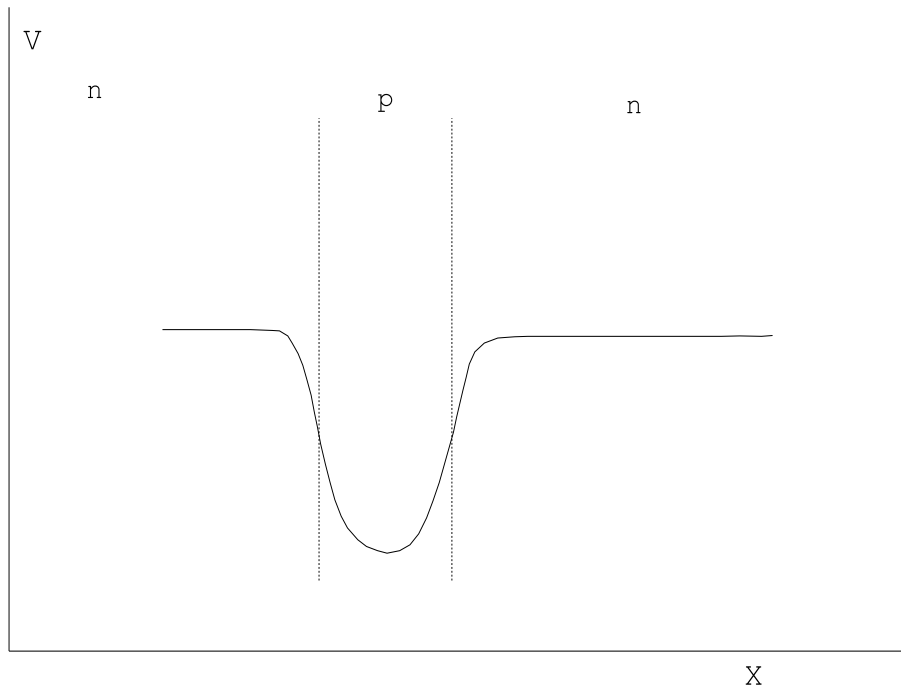


Figura 6.40:

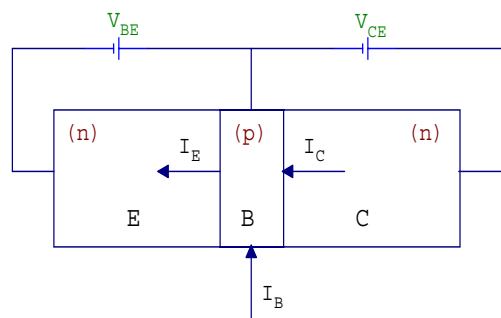


Figura 6.41:

dell'analoga concentrazione di elettroni nell'emettitore. Ne segue che la corrente che attraversa il diodo emettitore-base è dovuta quasi esclusivamente ad elettroni che dall'emettitore passano nella base. Un'ulteriore caratteristica del transistor è costituita dal fatto che lo spessore della base è molto stretto. Ne segue che un elettrone che dall'emettitore passa nella base, ha una probabilità molto piccola di esser "catturato" da una lacuna presente in tale zona. Indicheremo con $(1 - \alpha)$ (con α vicino ad 1) la probabilità che ciò avvenga.

Un elettrone che non venga catturato, attraversa il piccolo spessore della base e, giunto in corrispondenza della giunzione base-collettore (polarizzata inversamente) è rapidamente accelerato verso il circuito di collettore. La probabilità che ciò accada è α . Il parametro α è una caratteristica del dato transistor ed è in genere compreso tra 0.9 e 0.99.

Se un elettrone è catturato da una lacuna in base, si avrà una diminuzione della carica in tale regione (scomparsa di una lacuna). La batteria provvede però a ripristinare tale carica immettendo una corrente nella base. Chiameremo I_B tale

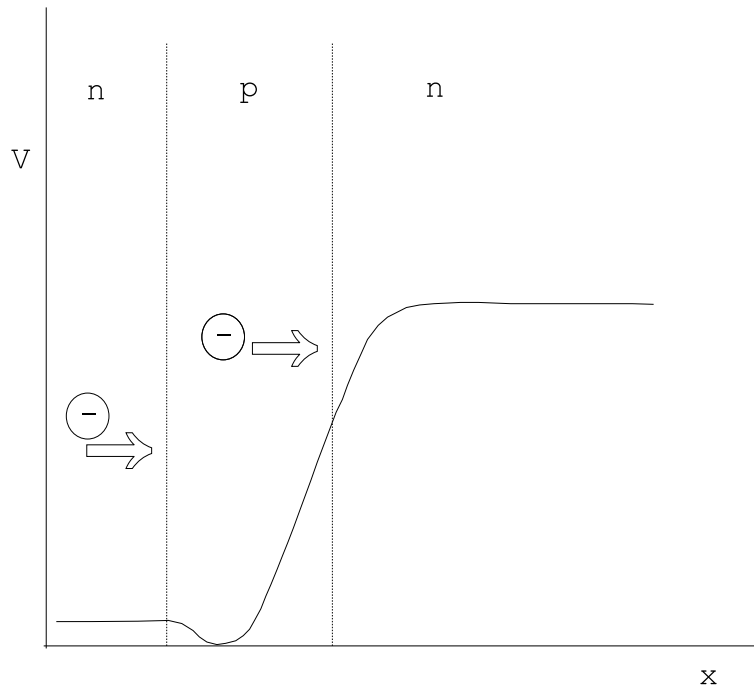


Figura 6.42:

"corrente di base". Poiché il numero di lacune che, in un dato tempo, catturano elettroni è proporzionale ad α , avremo:

$$I_B \sim \alpha I_E$$

Analogamente, la corrente che fluisce tra collettore e base, proporzionale al numero di elettroni che, immessi dall'emettitore nella base, riescono a "passare" nel circuito di collettore, sarà proporzionale ad $1 - \alpha$:

$$I'_C \sim (1 - \alpha) I_E$$

Occorre tener presente che alla corrente di collettore contribuisce anche quella dovuta ai portatori minoritari (lacune) presenti nel collettore. Questi infatti sono accelerati verso la base dal campo esistente in corrispondenza della giunzione base-collettore (polarizzata inversamente). Tale corrente è la *corrente inversa* nel diodo base-collettore: I_0 .

In definitiva, la corrente di collettore è data da:

$$I_C = I'_C + I_0 = I_0 + \alpha I_E$$

Con la convenzione per i segni delle correnti mostrata in figura 6.43, avremo allora:

$$I_B + I_C = I_E$$

Dalle due ultime equazioni si ottiene poi:

$$I_C = I_0 + \alpha I_E = I_0 + \alpha I_B + \alpha I_C$$

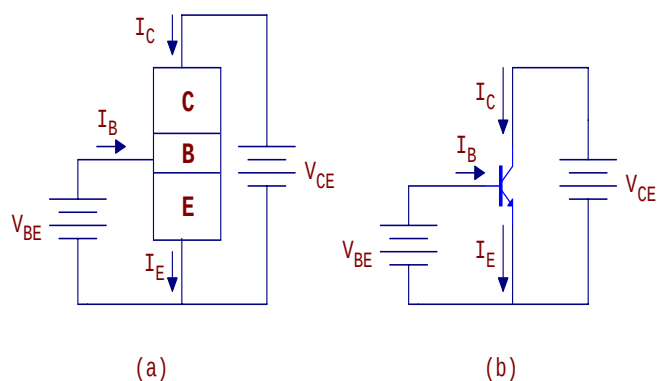


Figura 6.43:

da cui:

$$I_C = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_B + \frac{1}{1 - \alpha} I_0 \quad (6.33)$$

Il parametro $\alpha/(1 - \alpha)$ è noto come il β del transistor. Esso varia tra qualche decina e qualche centinaio. La precedente equazione può quindi essere scritta nella forma:

$$I_C = \beta I_B + \frac{1}{1 - \alpha} I_0 \quad (6.34)$$

In genere I_0 è molto piccolo e può esser trascurato. Tuttavia v'è ricordato che esso è moltiplicato per il fattore $1/(1 - \alpha)$ che, al pari di β , varia tra qualche decina e qualche centinaio. Inoltre I_0 aumenta molto all'aumentare della temperatura. Esistono quindi delle circostanze in cui, per ottenere risultati precisi, occorre tener conto di tale termine.

Nel seguito useremo l'equazione nella forma:

$$I_C = \beta I_B \quad (6.35)$$

Questa ci dice che la corrente di collettore, se il transistor è polarizzato come detto sopra (transistor in *zona attiva*) è una funzione lineare della corrente di base. La corrente di emettitore differisce di poco da quella di collettore:

$$I_E = I_C + I_B = I_C + \frac{I_C}{\beta} \simeq I_C$$

Essendo $\beta \gg 1$.

Notiamo che:

- β può variare molto tra un transistor e l'altro, anche se i due transistor sono nominalmente uguali.
- β varia al variare del "punto di lavoro", cioè delle tensioni applicate al transistor

- β varia al variare della temperatura

Se una corrente variabile è inviata in base si avrà una corrispondente variazione della corrente di collettore:

$$\Delta I_C = \beta \Delta I_B + I_B \frac{\partial \beta}{\partial I_B} \Delta I_B$$

In genere il termine $\partial \beta / \partial I_B$ è piccolo, per cui, con la notazione adottata per le grandezze variabili, avremo:

$$i_c = \beta i_b \quad (6.36)$$

A rigore, se il termine $\partial \beta / \partial I_B$ non può esser trascurato, occorre distinguere tra il β che compare nella 6.35, che è il fattore moltiplicativo tra corrente di base e di collettore e quello che figura nella 6.36. Per motivi che vedremo in seguito, il parametro β che compare nella 6.35 è indicato con il simbolo: h_{FE} . Il β che compare nella 6.36, riferito a grandezze variabili, è quindi indicato con pedici minuscoli: h_{fe} . Faremo spesso l'approssimazione:

$$h_{FE} \approx h_{fe}$$

6.10 Caratteristiche del transistor

La relazione tra corrente di emettitore e differenza di potenziale V_{BE} applicata tra emettitore e base, è essenzialmente data dalla caratteristica del diodo: la corrente di emettitore aumenta molto rapidamente all'aumentare di V_{BE} (con $V_B > V_E$ per un transistor *npn* polarizzato in zona attiva), in modo tale che V_{BE} si stabilizzi attorno a 0.7 Volt.

Di maggior interesse sono le cosiddette caratteristiche d'uscita, cioè le curve che descrivono la dipendenza della corrente di collettore dalla differenza di potenziale V_{CE} tra collettore ed emettitore. La curva che descrive tale dipendenza per un dato transistor, dipende dal valore della corrente di base. Curve tipiche sono mostrate in figura 6.44. Le curve corrispondono a valori diversi della corrente di base I_B , crescente via che ci si sposta verso l'alto.

In questa figura dobbiamo distinguere tre regioni:

- La "zona attiva", cioè quella in cui le caratteristiche sono all'incirca delle rette orizzontali (in realtà, come si vede e come discuteremo più avanti, con una piccola pendenza). In questa zona abbiamo una approssimata proporzionalità tra corrente di base e corrente di collettore, come descritto dalla 6.35. Essa è in genere scelta quando si voglia adoperare il transistor come amplificatore.
- La "zona di interdizione", cioè quella in basso nel grafico, dove $I_C = 0$. Il transistor sarà in questa zona se $V_{BE} \ll V_\gamma$, con che il diodo emettitore base è interdetto.

È bene precisare che ciò è vero fino a che la giunzione base-collettore continua ad esser polarizzata inversamente. Se così non fosse, se cioè la giunzione base-collettore fosse polarizzata direttamente e quella emettitore-base inversamente, verrebbero semplicemente ad essere scambiati, rispetto al funzionamento in zona attiva, i ruoli di emettitore e collettore. Si dice che allora il transistor

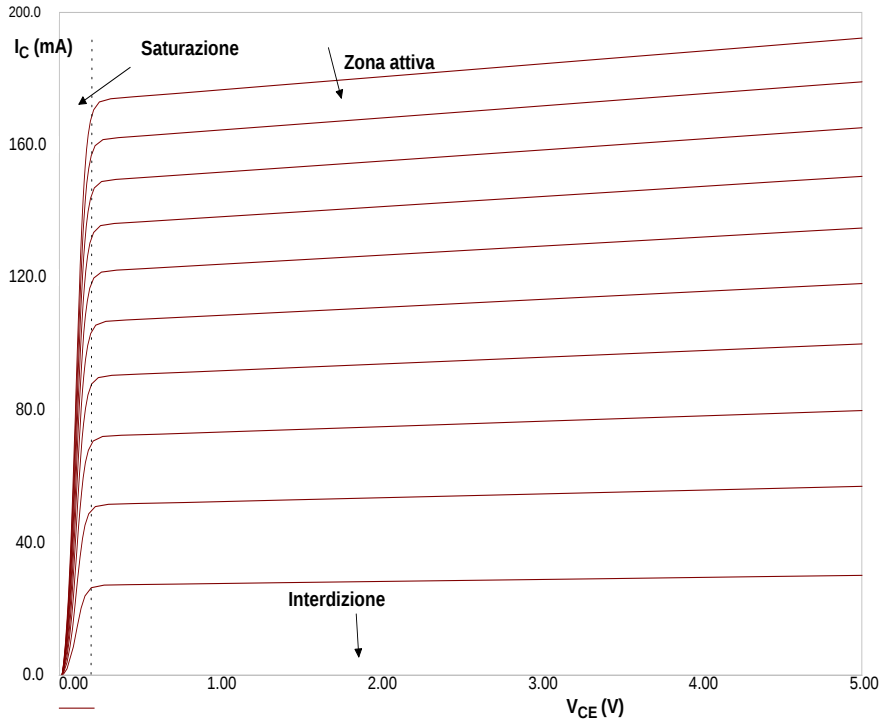


Figura 6.44:

funziona in *zona attiva inversa*. In tali condizioni vale una relazione simile alla 6.35, dove però adesso la corrente I_C va sostituita da I_E :

$$I_E = \beta_R I_B$$

dove β_R (β "reverse") è, per costruzione, molto minore del β che abbiamo finora incontrato (che viene spesso chiamato $\beta_F = \beta$ "forward").

- (c) La zona a sinistra nel grafico, dove la relazione di linearità viene meno, è la "zona di saturazione". Questa è caratterizzata, come si vede dal grafico, da valori di I_C molto più piccoli di quelli che si hanno, per la data corrente di base, nella zona lineare. Cioè in tale zona è :

$$I_C \ll \beta I_B \quad (6.37)$$

Quando il transistor opera in saturazione, la differenza di potenziale V_{CE} è molto piccola ($\simeq 0.2$ V). Inoltre, come si vede dalle caratteristiche, in tale zona la corrente di collettore non dipende più dalla corrente di base. Si entra in tale zona se sia la giunzione base-emettitore che quella base-collettore sono polarizzate direttamente. La corrente di collettore in tale zona è dovuta alle cariche minoritarie (lacune) presenti nel collettore, che passano in base.

6.11 Nomenclatura adoperata per diodi e transistor

I simboli adoperati per indicare i diversi tipi di diodi e transistor, seguono tre diverse convenzioni, note rispettivamente con i nomi di Pro-Electron, JEDEC (Joint Electron Device Engineering Council) e JIS (Japanese Industrial Standard). Questi sono rispettivamente riassunti nelle figure 6.45, 6.46 e 6.47.

Transistor and Diode Data

Part Numbers on Transistor & Diodes typically follow one of 3 conventions Pro-Electron, JEDEC, or JIS. These are described below.

Pro-Electron

Form: two letters, [optional letter], serial number,
Example: BC108A, BAW68, BF239

1 st Letter - specifies the semiconductor material	2 nd Letter - specifies the type of device	Optional 3 rd Letter	Serial number
A Germanium B Silicon C Gallium Arsenide R Compound Materials	A Diode, low power or signal B Diode, variable capacitance C Transistor, audio frequency low power D Transistor, audio frequency power E Diode, tunnel F Transistor, high frequency low power G Miscellaneous devices H Diode, sensitive to magnetism L Transistor, high frequency power N Photocoupler P Light detector Q Light emitter R Switching device, low power e.g. thyristor, diac, unijunction etc S Transistor, low power switching T Switching device power, e.g. thyristor, triac, etc. U Transistor, switching power W Surface acoustic wave device X Diode, multiplier, e.g. varactor Y Diode, rectifying Z Diode, voltage reference	The third letter indicates that the device is intended for industrial or professional rather than commercial applications. It is usually a W,X,Y or Z.	The characters following the first two letters form the serial number for the device type. Those intended for domestic use have a three-figure number (100 – 999), those intended for commercial use normally have one letter and two figures (W10 – Z99)

Figura 6.45:

JEDEC (Joint Electron Device Engineering Council)**Form: digit, letter, serial number, [suffix]****Example: 2N2222A, 2N904**

1 st Number designates the type of device	2 nd Number	The following figures denote the device serial number	Suffix Optional
1 Diodes 2 Bipolar transistors 3 FET devices 4/5 OptoCoupler	N	Serial number of component yields no indication of function or spec.	A = low gain B = medium gain C = high gain

Figura 6.46:

Japanese Industrial Standard (JIS)**Form: digit, two letters, serial number, [suffix]****Example: 2SA1187, 2SB646**

1 st Number designates the type of device	2 Letters	The following figures denote the device serial number	Suffix Optional
1 Diodes 2 Bipolar transistors 3 FET devices	SA: PNP HF transistor SB: PNP AF transistor SC: NPN HF transistor SD: NPN AF transistor SE: Diodes SF: Thyristors SG: Gunn devices SH: UJT SJ: P-channel FET/MOSFET SK: N-channel FET/MOSFET SM: Triac SQ: LED SR: Rectifier SS: Signal diodes ST: Avalanche diodes SV: Varicaps SZ: Zener diodes	Serial number of component yields no indication of function or spec. Since this is a serial number may provide insight into date.	Suffix indicates that the type is approved for use by various Japanese organisations

Manufacturer Specific

Apart from JEDEC, JIS and Pro-electron, manufacturers often introduce their own types, for commercial reasons (ie to get their name into the code) or to emphasise that the range belongs to a specialist application.

Common brand specific prefixes are:

MJ: Motorola power, metal case
 MJE: Motorola power, plastic case
 MPS: Motorola low power, plastic case
 MRF: Motorola HF, VHF and microwave transistor
 RCA: RCA
 RCS: RCS
 TIP: Texas Instruments power transistor (plastic case)
 TIPL: TI planar power transistor
 TIS: TI small signal transistor (plastic case)
 ZT: Ferranti
 ZTX: Ferranti

Examples- ZTX302, TIP31A, MJE3055, TIS43.

Figura 6.47: