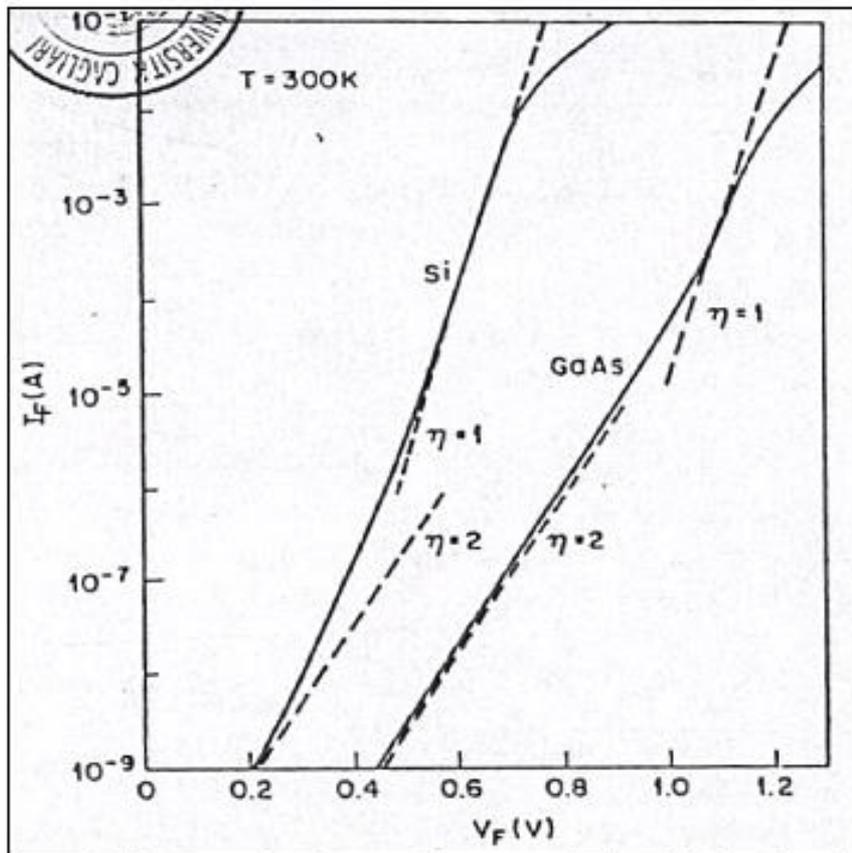


L'equazione del diodo reale

Equazione del diodo reale

Prenderemo ora in considerazione dei fenomeni che fino ad ora abbiamo volutamente trascurato.

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

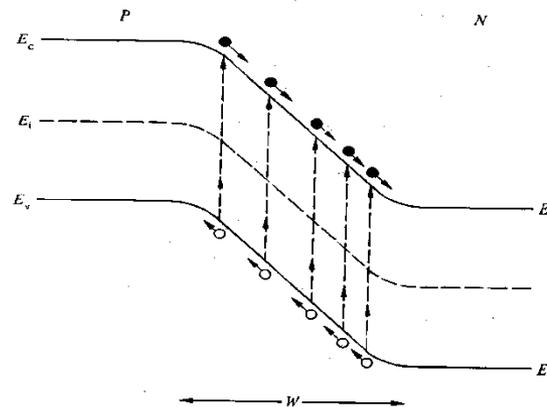
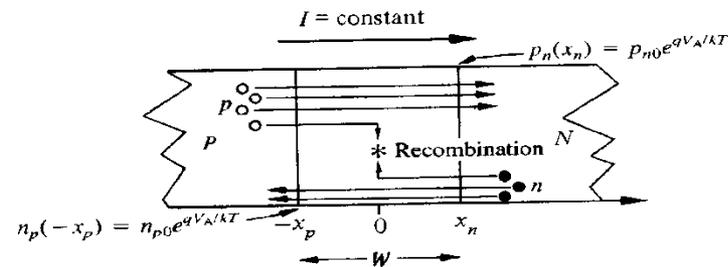


$$J = J_{S1} \left(e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1 \right)$$

Equazione del diodo reale

Tali variazioni sono attribuibili a diversi effetti:

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



Equazione del diodo reale

Presenza di **fenomeni di generazione e ricombinazione**

Per basse correnti è **possibile trascurarli** nei diodi al **Germanio**

Mentre **sono predominanti nei diodi al Silicio e all'Arseniuro di Gallio**

- Coinvolgono in particolare la regione di svuotamento, generando delle correnti
- Nelle regioni di bulk ogni disequilibrio viene compensato

Effetti di generazione e ricombinazione

In qualunque semiconduttore, **ogni volta che si perturba l'equilibrio** in un qualche modo, **c'è la tendenza a riportare il sistema all'equilibrio**. In particolare, se c'è un **eccesso di portatori**, il fenomeno della **ricombinazione** fa sì che le concentrazioni ritornino al loro valore di equilibrio ($pn = n_i^2$).

All'equilibrio l'eventuale generazione termica di portatori deve essere controbilanciata dalla ricombinazione e deve essere verificata la legge di azione di massa.

Chiamati G_{th} e R_{th} i tassi di generazione e ricombinazione termica

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = G_{th} - R_{th} = 0 \Rightarrow G_{th} = R_{th}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In un semiconduttore fuori equilibrio, per esempio un semiconduttore soggetto ad un processo di illuminazione, oltre al tasso di generazione termica vi sarà anche un tasso di generazione dovuta alla luce

$$G_{tot} = G_{th} + G_l$$

Anche in questo caso a regime la concentrazione dei portatori dovrà essere costante. Il sistema tenderà a riportarsi alle condizioni di equilibrio

Il tasso di ricombinazione aumenta per controbilanciare la generazione aggiuntiva

$$R_{tot} = R_{th} + U \quad U \text{ tasso netto di ricombinazione}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In generale si ha

$$\frac{dp_n}{dt} = G_{tot} - R_{tot} = G_{th} + G_l - R_{th} - U$$

$$\frac{dp_n}{dt} = 0 \Rightarrow G_l - U = 0 \Rightarrow G_l = U$$

A regime, il tasso di generazione è uguale a quello di ricombinazione.

La ricombinazione può avvenire in due modalità:

- **diretta** “salto” di un elettrone della banda di conduzione nella banda di valenza
- **indiretta**, mediata da livelli energetici interni al gap proibito.

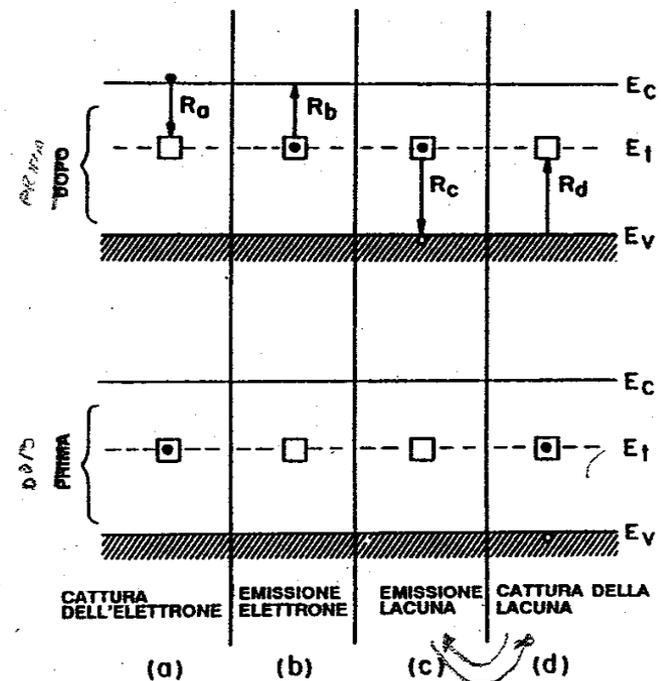
Effetti di generazione e ricombinazione

Questi livelli possono essere dovuti a diversi fenomeni, ad esempio ad impurità e/o difetti cristallografici, non necessariamente vicine ad una delle due bande (conduzione o valenza).

La presenza di stati intergap riduce notevolmente il tempo di vita medio dei portatori

Queste impurità sono dette

CENTRI DI RICOMBINAZIONE



Effetti di generazione e ricombinazione

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

I due eventi sono equiprobabili, e perciò, nel caso di ricombinazione diretta:

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

Fuori equilibrio, il tasso di ricombinazione è proporzionale al prodotto delle concentrazioni di elettroni e lacune:

$$R_{tot} = \beta p n$$

Effetti di generazione e ricombinazione

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

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

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

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

Ricordiamo che

$$U = R_{tot} - R_{th}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

Da cui, sostituendo le espressioni trovate prima:

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

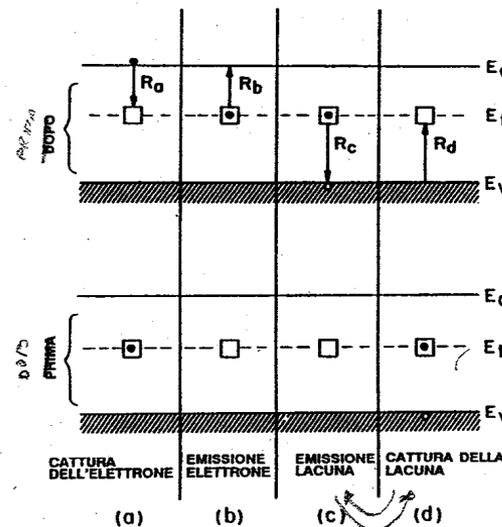
Con τ_p pari al tempo di ricombinazione (tempo di vita)

Effetti di generazione e ricombinazione

Ricombinazione indiretta:

In ogni semiconduttore, durante il processo di fabbricazione difetti cristallografici e impurità → creano stati energetici dentro il band gap

È una ricombinazione assistita da livelli energetici intra gap (detti centri di ricombinazione) che aiutano il passaggio di portatori da una banda all'altra.



Effetti di generazione e ricombinazione

Ra: cattura di un elettrone della banda di conduzione da parte dello stato localizzato.

È proporzionale alla concentrazione di elettroni n , e alla concentrazione di stati vuoti $N_T[1-F(E_T)]$ e alla probabilità che il centro catturi un elettrone $\sigma_n v_{th}$

$$R_a = \sigma_n v_{th} n N_t (1 - F)$$

Rb: emissione termica di elettroni dal centro in banda di conduzione

È proporzionale alla concentrazione dei centri occupati $N_T[F(E_T)]$ e alla probabilità di emissione termica dell'elettrone e_n

$$R_b = e_n N_t F$$

Effetti di generazione e ricombinazione

R_c: cattura di una lacuna della banda di valenza da parte dello stato localizzato.

È proporzionale alla concentrazione di lacune p , e alla concentrazione di stati occupati da elettroni $N_T F(E_T)$ e alla probabilità che il centro catturi un elettrone $\sigma_p v_{th}$

$$R_c = \sigma_p v_{th} p N_t F$$

R_d: emissione termica di lacune dal centro in banda di valenza

È proporzionale alla concentrazione dei centri liberi $N_T [1 - F(E_T)]$ e alla probabilità di emissione termica della lacuna dal centro e_p

$$R_d = e_p N_t [1 - F]$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In presenza di un processo di generazione, ad esempio se illuminiamo un campione di semiconduttore n con una luce in grado di generare coppie elettrone/ lacuna si avrà:

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

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

Effetti di generazione e ricombinazione

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

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

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

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

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



Effetti di generazione e ricombinazione

$$\begin{aligned} \frac{dp_n}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = U = \\ = \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t (p_n n_n - n_i^2)}{\sigma_p (p_n + n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}}) + \sigma_n (n_n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \end{aligned} \quad (175)$$

In inversa: $p_n \ll n_i, n_n \ll n_i$ (176)

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

Questa è una ricombinazione negativa, e cioè una generazione

Effetti di generazione e ricombinazione

$$\sigma_n = \sigma_p = \sigma_0$$

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

In diretta:

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

Le correnti nel diodo reale

Effetti di generazione e ricombinazione

Assumiamo che la concentrazione di centri di G/R N_t e la tipologia di trappole sia identica nelle due regioni svuotate

In inversa si ottiene un corrente di generazione pari a:

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

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

$$J_{tot} = J_S - J_{gen}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

Si ottiene un corrente

$$J_R = -q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} - q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} - q \frac{W n_i}{\tau_g} \quad (177)$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In diretta

La concentrazione di portatori è maggiore rispetto all'equilibrio

Il fenomeno predominante è la ricombinazione:

$$p_n = p_{n0} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (178)$$

$$n_n \cong n_{n0}$$

$$p_n n_n = n_{n0} p_{n0} e^{\frac{qV}{kT}} = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

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

Equazione del diodo reale

Si può dimostrare che:

$$U \cong \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}}}{2}$$

$$\tau_r = 1 / v_{th} \sigma_0 N_t$$

$$U = \frac{n_i e^{\frac{qV}{2kT}}}{2\tau_r} \quad (179)$$

Da cui:

$$J_{rec} = \int_{-x_p}^{x_n} qU dx \cong \frac{qWn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (180)$$

Equazione del diodo reale

$$J_{dir,Tot} = qn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_D} \right] e^{\frac{qV}{kT}} + q \frac{Wn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (181)$$

È importante osservare come:

- se la ricombinazione è trascurabile prevale il primo esponenziale
- se è dominante prevale il secondo
- se due contributi sono confrontabili, si avrebbe una situazione intermedia.

Più in generale, considerando η come fattore di idealità

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

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

$\eta = 1$ diffusione
 $\eta = 2$ generazione

(182)

Equazione del diodo reale: inversa

In inversa, la corrente di saturazione è data dalla somma dei due contributi:

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

I_S è indipendente da V mentre I_{gen} dipende dalla V attraverso W .

Nella caratteristica I-V si osserverà la mancanza di un effetto di saturazione inversa!!

Altra osservazione:

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

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

Equazione del diodo reale: inversa

La dipendenza dalla temperatura di queste due quantità risiede principalmente in n_i

- a temperatura alte tenderà a prevalere I_S ,
- T basse prevarrà I_{gen} (a seconda del materiale!!!)

$$E_{gGe} = 0.67$$

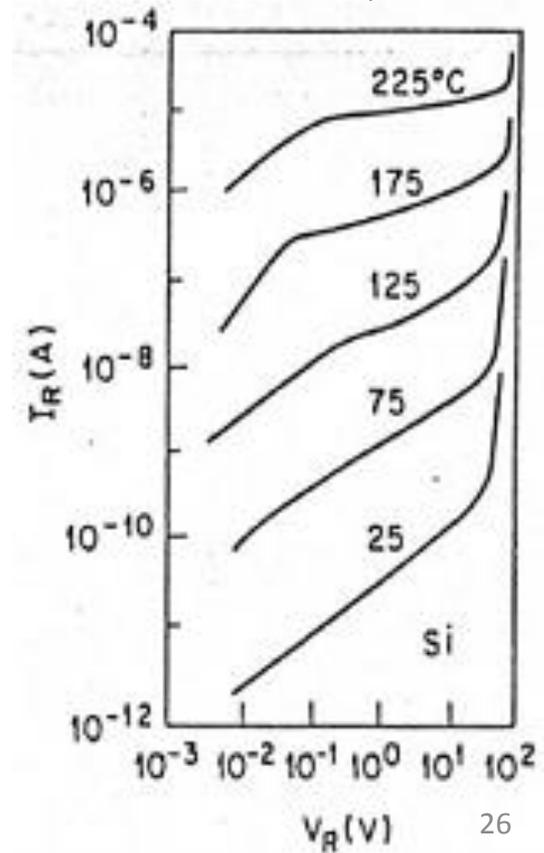
$$E_{gSi} = 1.12 \quad \text{a } T=300\text{K}$$

$$E_{gGaAs} = 1.43$$

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

$$E_{gSi} = 1.17$$

$$E_{gGaAs} = 1.53$$



Equazione del diodo reale: diretta

In polarizzazione diretta:

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

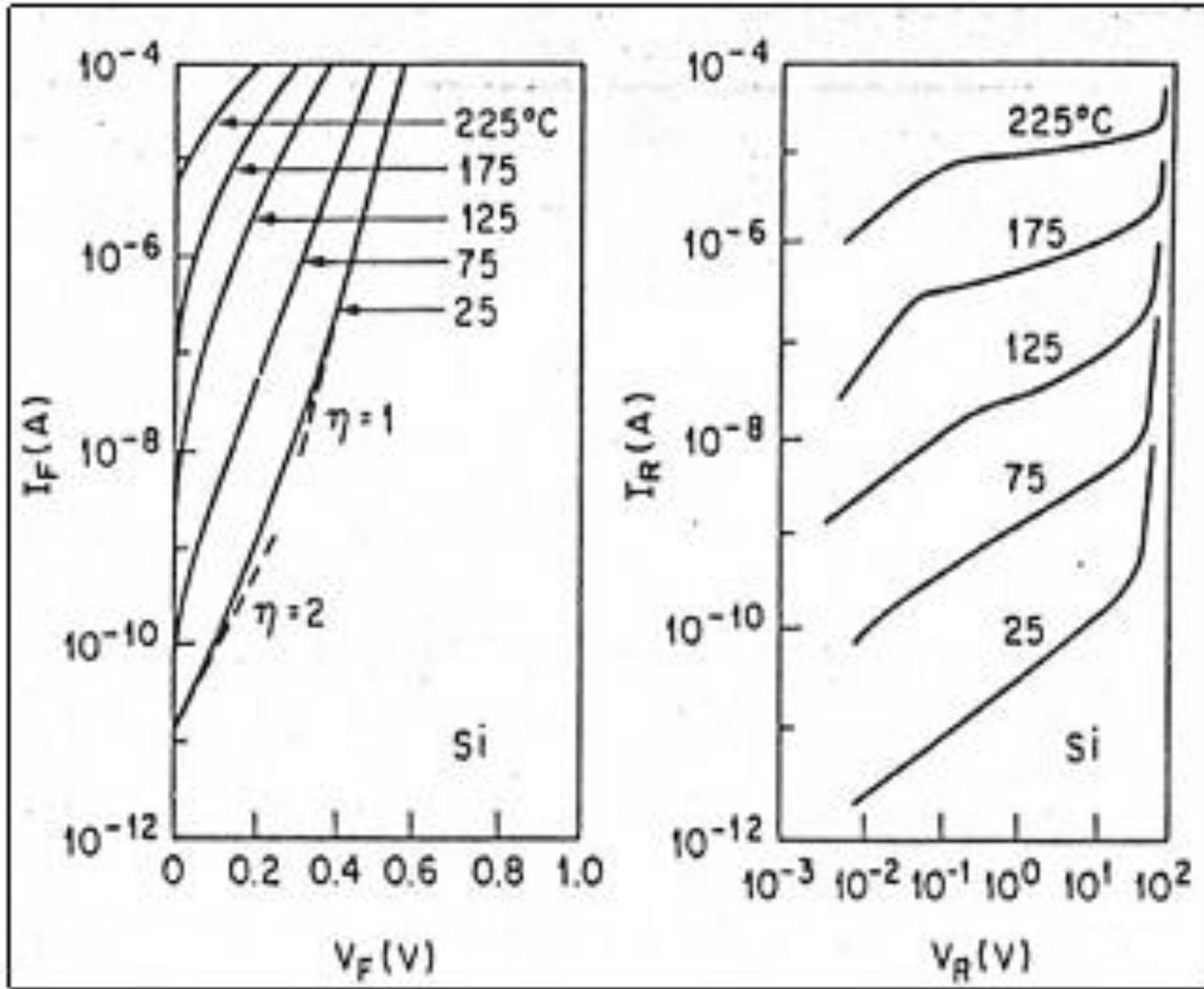
Per i diodi in Ge, I_{rec} a temperatura ambiente è piccolo rispetto ad I_S .

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

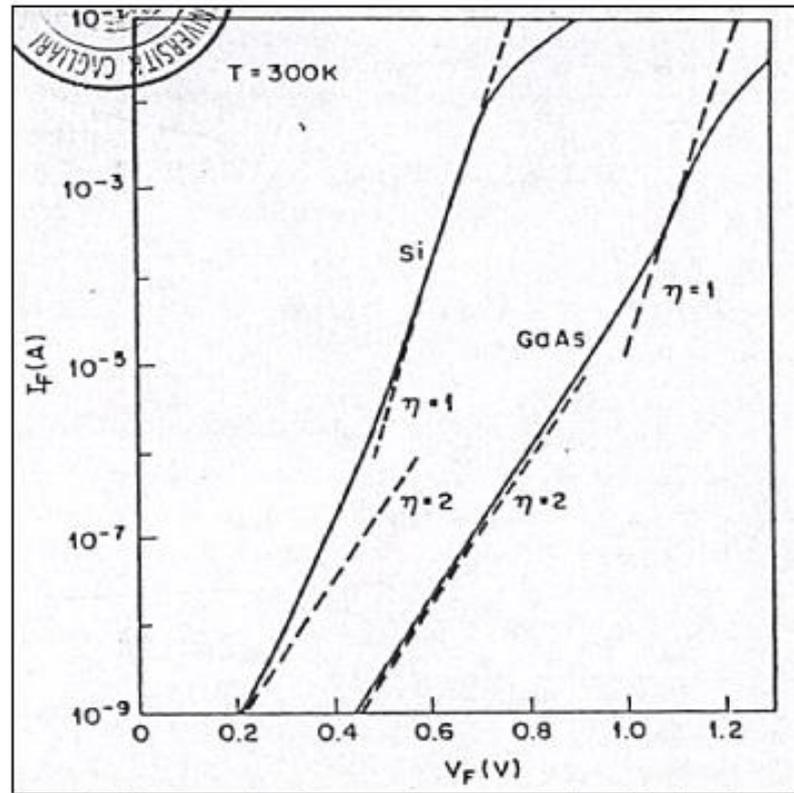
$$I_{rec} \propto e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

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

Equazione del diodo reale



Equazione del diodo reale



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

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

Ancora più in alto $\rightarrow \eta$ *Sale di nuovo*

Perché?

Equazione del diodo reale: Effetti Resistenza

1) Effetto della resistività nelle regioni neutre

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

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

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

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

La corrente diminuisce di un fattore pari a:

$$I_s e^{(IR/kT)}$$

Più cresce I maggiore è tale contributo!!

In sostanza, la caratteristica I-V avrà una pendenza meno marcata $\rightarrow \eta$ aumenta

Equazione del diodo reale: inversa

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

Sappiamo che in condizioni di equilibrio termodinamico vale la legge di azione di massa

$$p_{n0}n_{n0} = n_i^2$$

Semiconduttori di tipo n (analogo per un semiconduttore di tipo p)

Quando alla giunzione applichiamo una tensione V ($V > 0$), la concentrazione dei portatori aumenta rispetto al valore che essa assume all'equilibrio termodinamico.

Equazione del diodo reale: inversa

L'incremento di questi portatori si può esprimere come:

$$n_n \cong n_{n0}$$

$$p_n = p_{n0} \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$\begin{cases} n_n p_n = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} & \text{lato } n \\ n_p p_p = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} & \text{lato } p \end{cases}$$

Quando si raggiunge la condizione di alta iniezione?

Equazione del diodo reale: inversa

Quando la **concentrazione** dei portatori **minoritari** iniettati attraverso la giunzione diventa **confrontabile con la concentrazione dei portatori maggioritari** presenti in quello stesso lato della giunzione ($p_n \approx n_n$).

A questo punto le approssimazioni fatte per la determinazione della corrente non sono più valide.

$$p_n \cong n_n$$

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

$$p_n^2 \cong n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$p_n \cong n_i \cdot e^{\frac{qV}{2kT}}$$

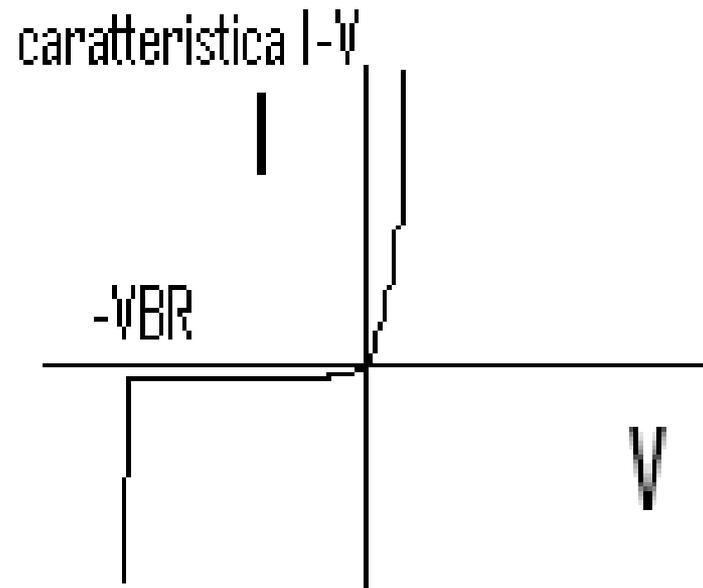


$$I_D \approx e^{\frac{qV}{2kT}}$$

Fenomeni di rottura della giunzione

Fenomeno di breakdown

Un'altra fondamentale differenza tra l'andamento della caratteristica corrente – tensione del diodo ideale e quella del diodo reale è costituita dall'esistenza in quest'ultima di un valore di tensione inversa dopo il quale il diodo permette il passaggio di una corrente di saturazione inversa teoricamente infinita: **la tensione di breakdown (V_{br})**



Fenomeno di breakdown

Si definisce **BREAKDOWN** o rottura, il fenomeno per cui **in inversa**, quando si raggiunge un certo valore di tensione, detto per l'appunto Tensione di Breakdown (e indicato con il simbolo VBR), **la corrente aumenta in modo brusco** raggiungendo valori molto alti (compatibilmente con gli eventuali limiti in corrente dovuti al resto del circuito), **mantenendo la tensione ad un valore pressoché costante.**

Nonostante il nome, il fenomeno di **Breakdown è reversibile e non distruttivo** ed è di natura puramente elettrica.

Ciò ovviamente non significa che non possa mai avvenire la **rottura fisica di una giunzione.**

Fenomeno di breakdown

Soprattutto per materiali con piccolo E_g (es: Ge) la corrente può essere ampia e dar luogo ad un **notevole riscaldamento del materiale** che a sua volta fa aumentare I_r fino ad arrivare ad uno stato di totale instabilità termica e al conseguente **danneggiamento del materiale** costituente la giunzione.

Ci sono fondamentalmente due fenomeni possibili di breakdown elettrico reversibile:

- **EFFETTO TUNNEL (anche detto meccanismo di Zener)**
- **BREAKDOWN A VALANGA**

Sono due fenomeni completamente diversi e indipendenti. La prevalenza dell'uno sull'altro dipende dalle caratteristiche della giunzione, in particolare dal drogaggio.

Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

La fenomenologia del breakdown è identica per entrambi i meccanismi

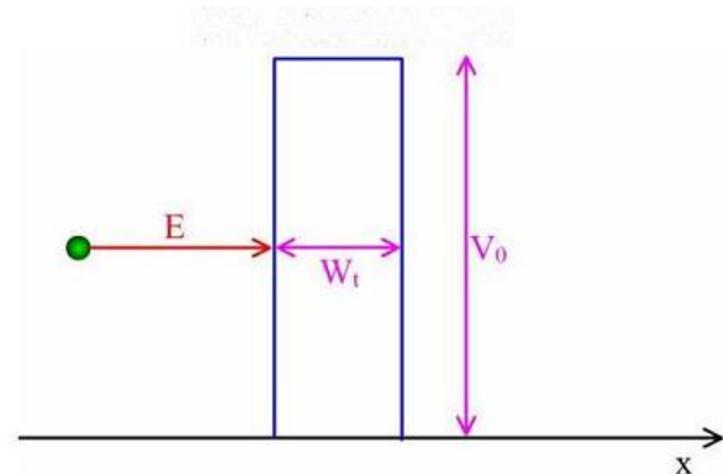
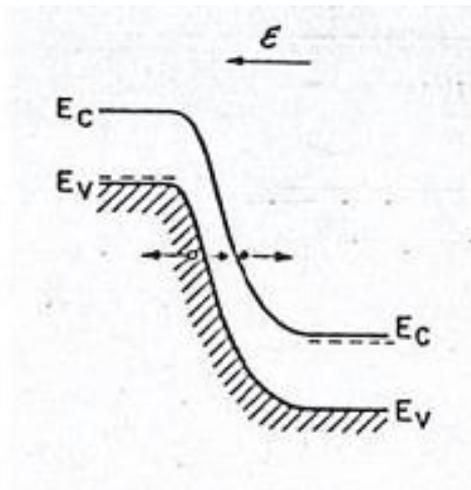
- È possibile distinguerli in base all'andamento della tensione di breakdown in funzione della temperatura
- L'innalzamento della corrente in corrispondenza della $V_{\text{breakdown}}$ è generalmente più brusco nel caso della moltiplicazione a valanga.

Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Segno di riconoscimento nel silicio: $V_{BR} \leq 4-5 \text{ V}$.

È originato dalla polarizzazione inversa di una giunzione con W molto piccolo (alti campi) \rightarrow alti drogaggi ($>5 \times 10^{17}$).

L'effetto tunnel si ottiene quando viene applicata una **forte tensione inversa** alla giunzione, tale che la struttura a bande risulti talmente distorta che, **in n, E_c abbia un valore energetico minore di E_v in p.**



Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

In questo modo **gli elettroni presenti sulla sommità della banda di valenza possono trasferirsi senza difficoltà alla banda di conduzione**

Si determina dunque un flusso di corrente proporzionale alla probabilità di occupazione dei livelli energetici in banda di valenza e alla presenza di livelli disponibili in banda di conduzione.

Corrente proporzionale a $n(E)_{\text{lato p}} \cdot [1-n(E)]_{\text{lato n}}$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{in b.v.}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{in b.c.}}$

Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Aumentando di poco V_R , aumenta di molto I_R

Esiste una probabilità finita (diversa da zero) che un elettrone superi un barriera di potenziale V_0 pur avendo un'energia $E < V_0$.

L'applicazione delle leggi della meccanica quantistica mostra che la probabilità di questo fenomeno è **significativa solo quando lo spessore W_t della barriera è piccolo rispetto alla lunghezza d'onda dell'elettrone incidente.**

A temperatura ambiente $\lambda_{e^-} \cong 10^{-4}$ cm

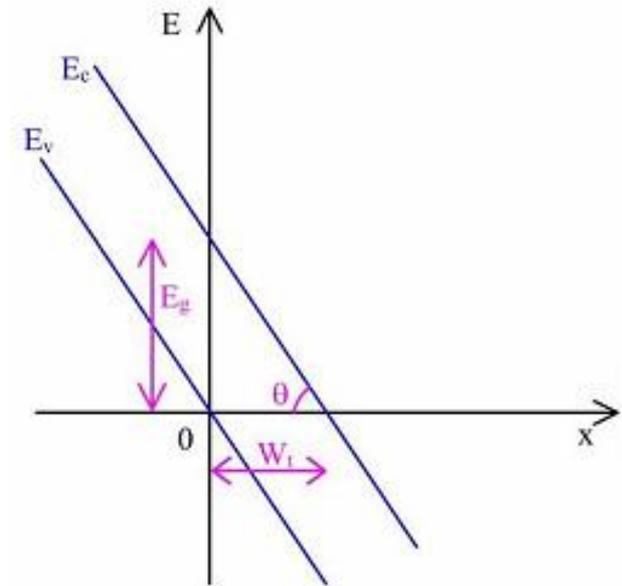
il che implica: $W_t < 10^{-4}$ cm

Drogaggi elevati!

Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Nel caso del diodo è quindi necessario che la regione di svuotamento sia più piccola della lunghezza d'onda associata all'elettrone

La pendenza delle bande è dovuta al campo elettrico applicato ed è pari a qE



La pendenza delle bande ($= \text{tg } \theta$) è pari a: $qE = E_g / W_t$

$$E \approx 10^6 \text{ V/cm}$$

$$E_g = 1,12 \text{ eV in Si}$$

$$W_t \approx 10^{-6} \text{ cm}$$

Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Per l'elettrone vale la seguente equazione di Schroedinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + [qV(x) - qEx] \psi = E\psi$$

Risolvendola si ottiene:

$$I_t = \alpha \frac{EV}{\sqrt{E_g}} \exp\left(-\alpha_1 \frac{E_g^{3/2}}{E}\right)$$

dove E e V sono il campo entro la giunzione e il potenziale ai suoi capi, E_g è l' "energy gap" e

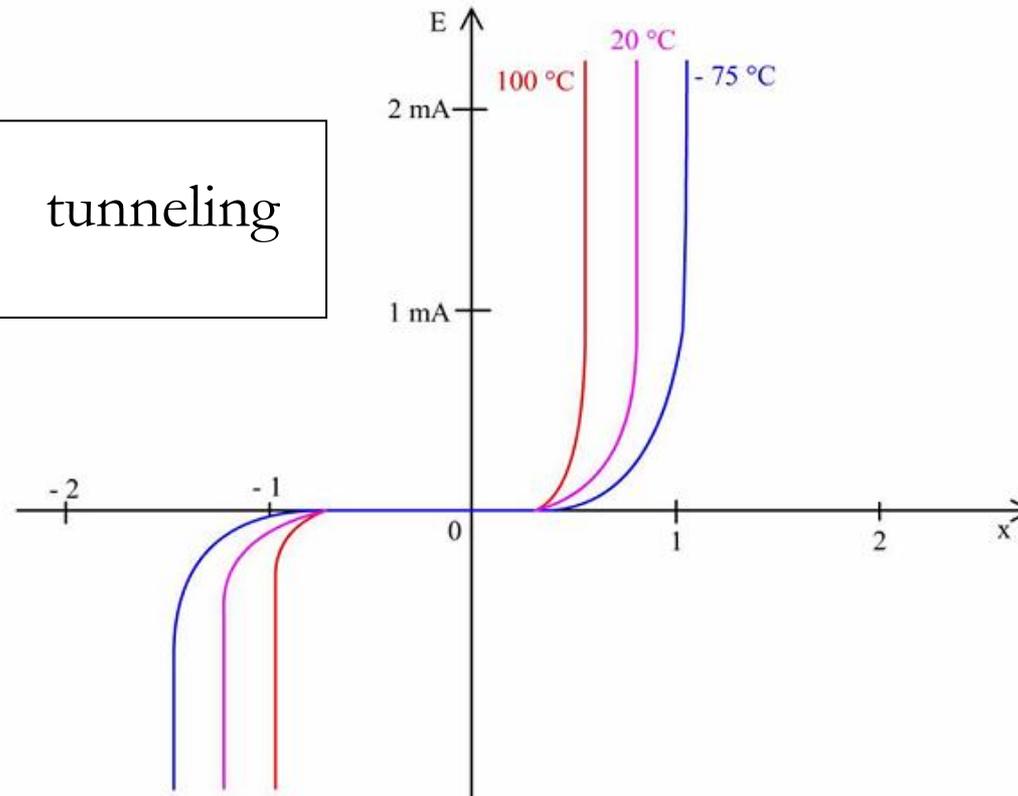
$$\alpha = \frac{\sqrt{2m^*}}{4\pi^2 \hbar^2} q^3 \quad \alpha_1 = \frac{4\sqrt{2m^*}}{3q\hbar}$$

Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

La corrente I_t aumenta con la temperatura
(diminuisce E_g)

→ V_{br} diminuisce con T

$$\frac{\partial V_{BR}}{\partial T} < 0 \quad \text{tunneling}$$



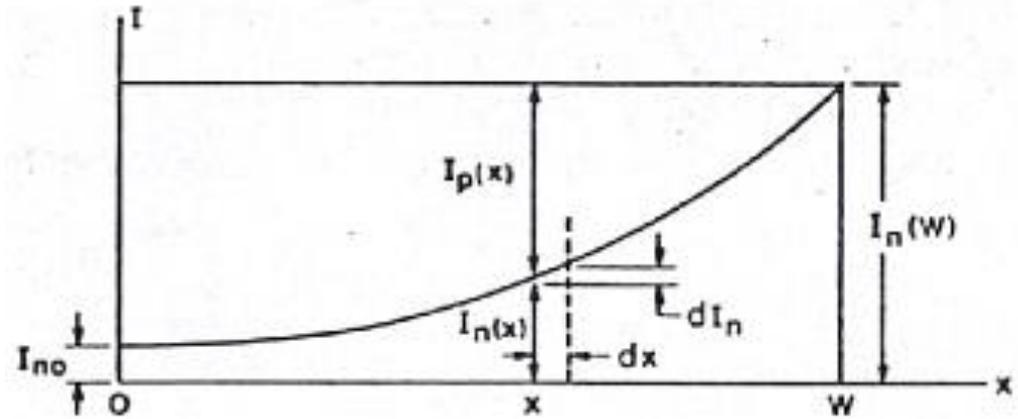
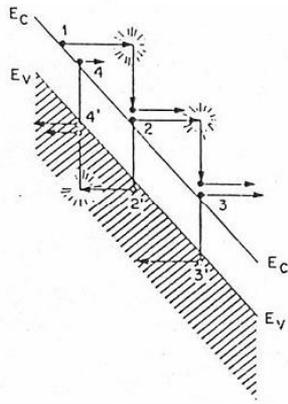
Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Si basa sulla **ionizzazione per urto** ed ha luogo quando l'effetto tunnel non è dominante → giunzioni non strette → drogaggi non elevatissimi ($\leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in Si).

L'innesco è dato dai **portatori generati termicamente entro la regione di svuotamento** e in presenza di un **campo tanto forte da causare ionizzazione da impatto** al termine di ogni cammino libero.

L'effetto valanga fa sì che **un portatore generato all'inizio della regione svuotata** (si noti che per elettroni e lacune l'inizio è ai capi opposti) termini il suo viaggio alla fine di questa dopo aver **generato a sua volta un numero elevato di coppie**

Breakdown: Moltiplicazione a valanga



Se il singolo portatore è un elettrone, l'inizio del suo moto dà una corrente I_{n0} , che, al termine della regione svuotata, si trova moltiplicata:

$$I_n(W) = M_n I_{n0}$$

(dove M_n rappresenta il fattore di moltiplicazione)

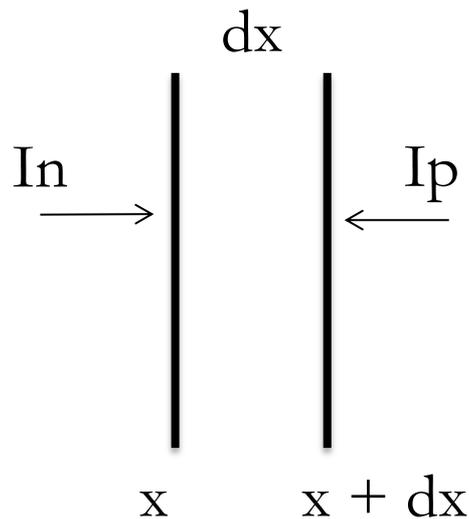
Inoltre, si è creata una corrente di lacune.

A sua volta, correnti analoghe vengono generate da una lacuna "nata" in $x = W$ (giunzione p+n).

Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Per la moltiplicazione si crea una corrente di lacune che aumenta tra $x = W$ e $x = 0$, tale per cui la corrente totale, a regime, risulti costante

Se consideriamo l'elemento infinitesimo dx , possiamo scrivere l'equazione di I_n in funzione della posizione



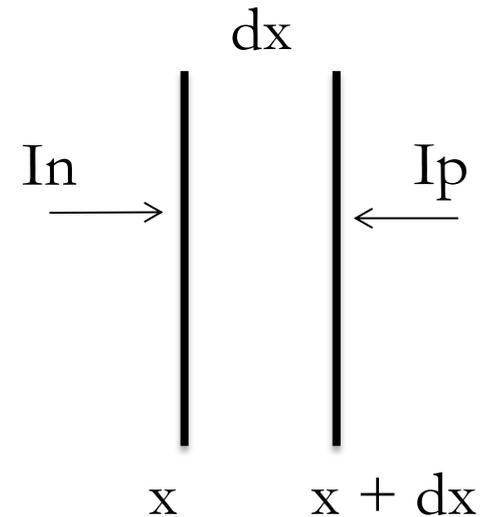
Breakdown: Moltiplicazione a valanga

$$I_n(x+dx) - I_n(x) = I_n(x)\alpha_n dx + I_p(x+dx)\alpha_p dx$$

dove α_n e α_p sono le velocità di ionizzazione, funzioni di E .

Se dividiamo per dx e considerando che $I_p(x) = I - I_n(x)$

$$\frac{dI_n}{dx} + I_n(x)(\alpha_p - \alpha_n) = I\alpha_p$$



Assumiamo che $\alpha_n = \alpha_p = \alpha \rightarrow dI_n/dx = \alpha I$

$$\frac{I_n(W) - I_n(0)}{I} = \int_0^W \alpha dx$$

Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Poiché $\text{In}(W) = I$

E poiché, per definizione, $\text{In}(0) = \text{In}(W) / M_n$

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha \, dx$$

Condizione di breakdown : $M_n \rightarrow \infty$, ossia

$$\int_0^W \alpha \, dx = 1$$

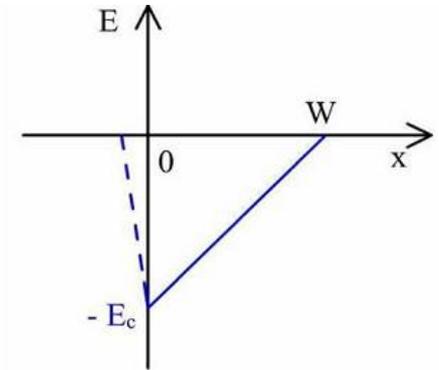
Essendo i valori di velocità di ionizzazione dei valori tabulati, diviene possibile ricavare dalla condizione di breakdown il valore del campo critico che si instaura in presenza di moltiplicazione a valanga

Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Dal campo si arriva, per integrazione, al potenziale:

$$V_{BR} = -\int_0^W E dx$$

$$V_{BR} = \frac{E_C W}{2} = \frac{\varepsilon_s E_C^2}{2q} \frac{1}{N_D}$$

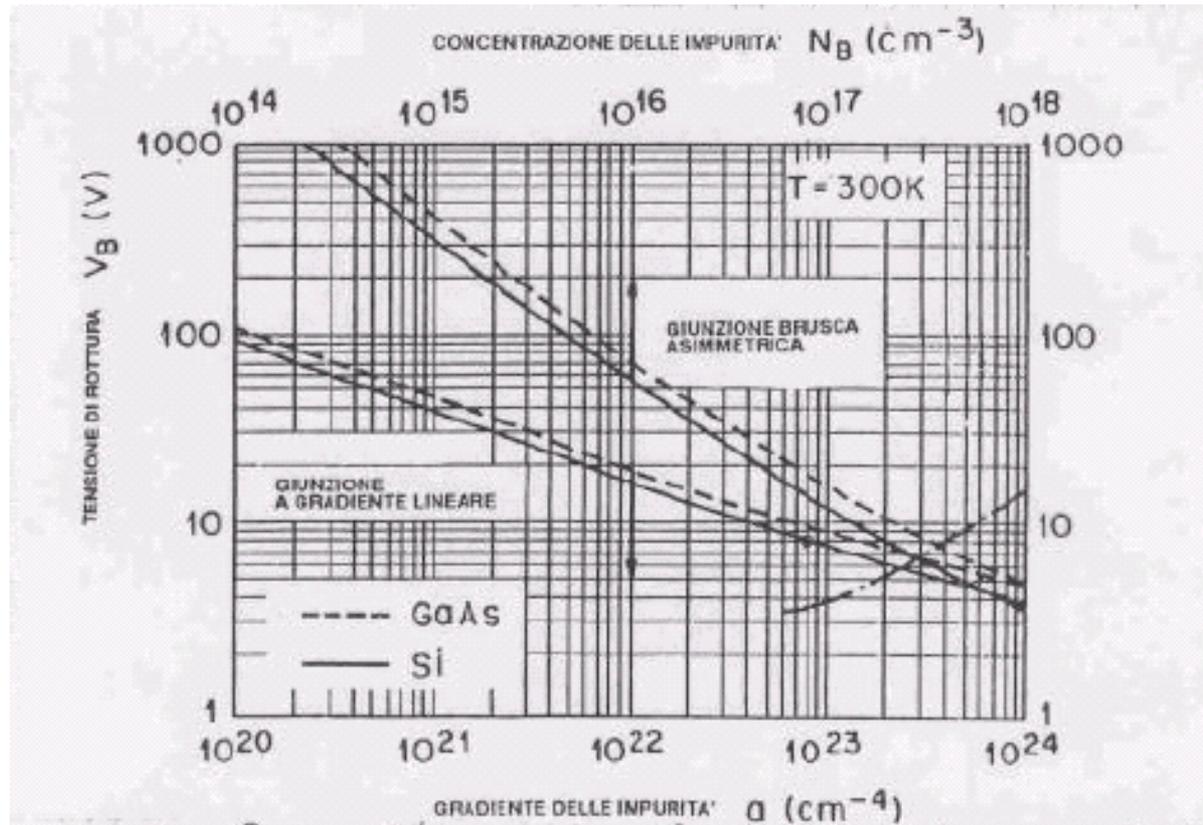


Nel caso di una giunzione brusca asimmetrica.

Mentre, per una giunzione a gradiente lineare

$$V_{BR} = \frac{2\varepsilon_c W}{3} = \frac{4E_C^{3/2}}{3} \left(\frac{2\varepsilon_s}{q} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{a}}$$

Breakdown: Moltiplicazione a valanga



GaAs ha una V_{BR} maggiore del silicio (maggiore E_g)

Breakdown: Moltiplicazione a valanga

All'aumentare della temperatura, la probabilità di urto con il reticolo aumenta, dunque diminuisce il tempo libero medio tra un urto e l'altro.

Pertanto **il campo elettrico** che accelera i portatori (conferendo loro l'energia necessaria per creare un fenomeno di moltiplicazione durante l'urto) **agisce per un tempo inferiore.**

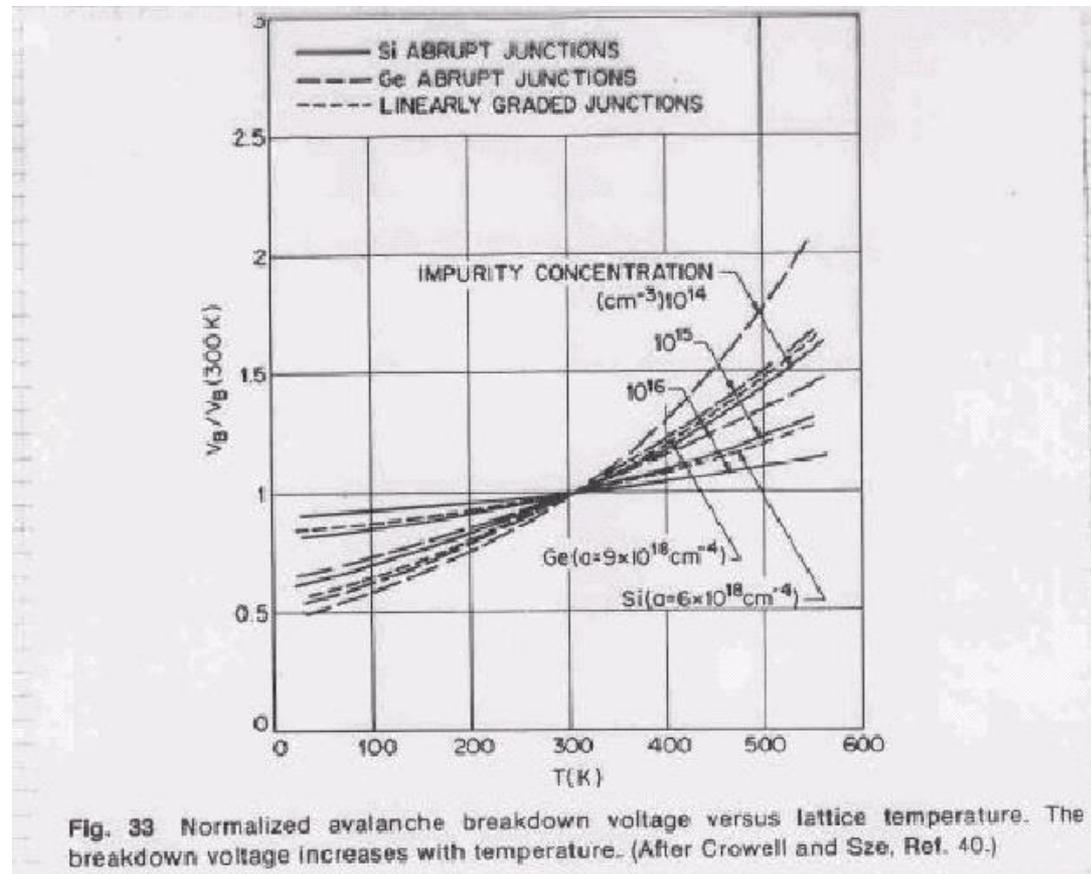
Perciò per produrre un'energia sufficiente a generare la valanga, occorre che il campo elettrico accelerante sia più elevato.

Dunque:

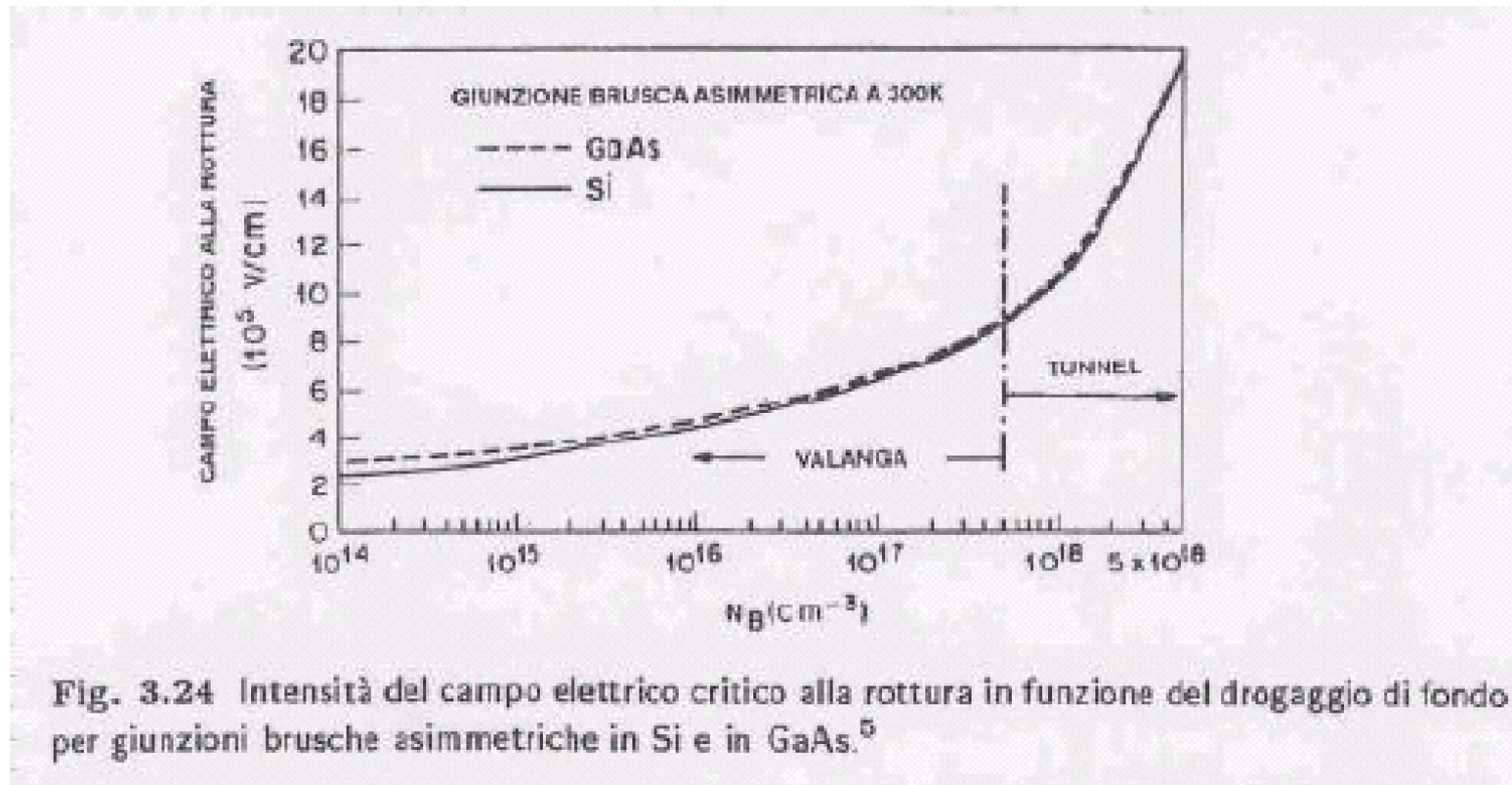
$$\frac{\partial V_{BR}}{\partial T} > 0$$

Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Andamento con la temperatura



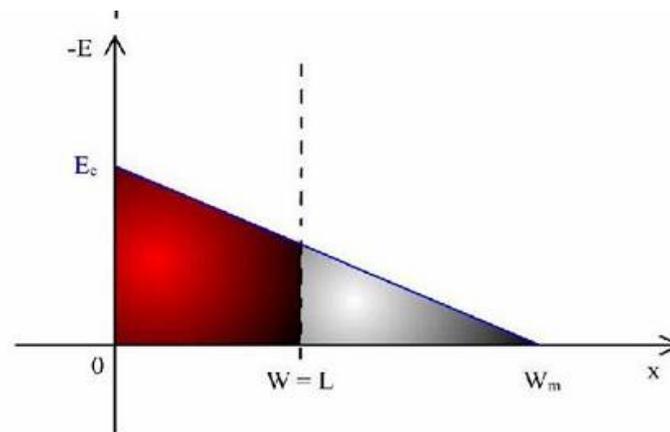
Breakdown: Moltiplicazione a valanga



Punch through

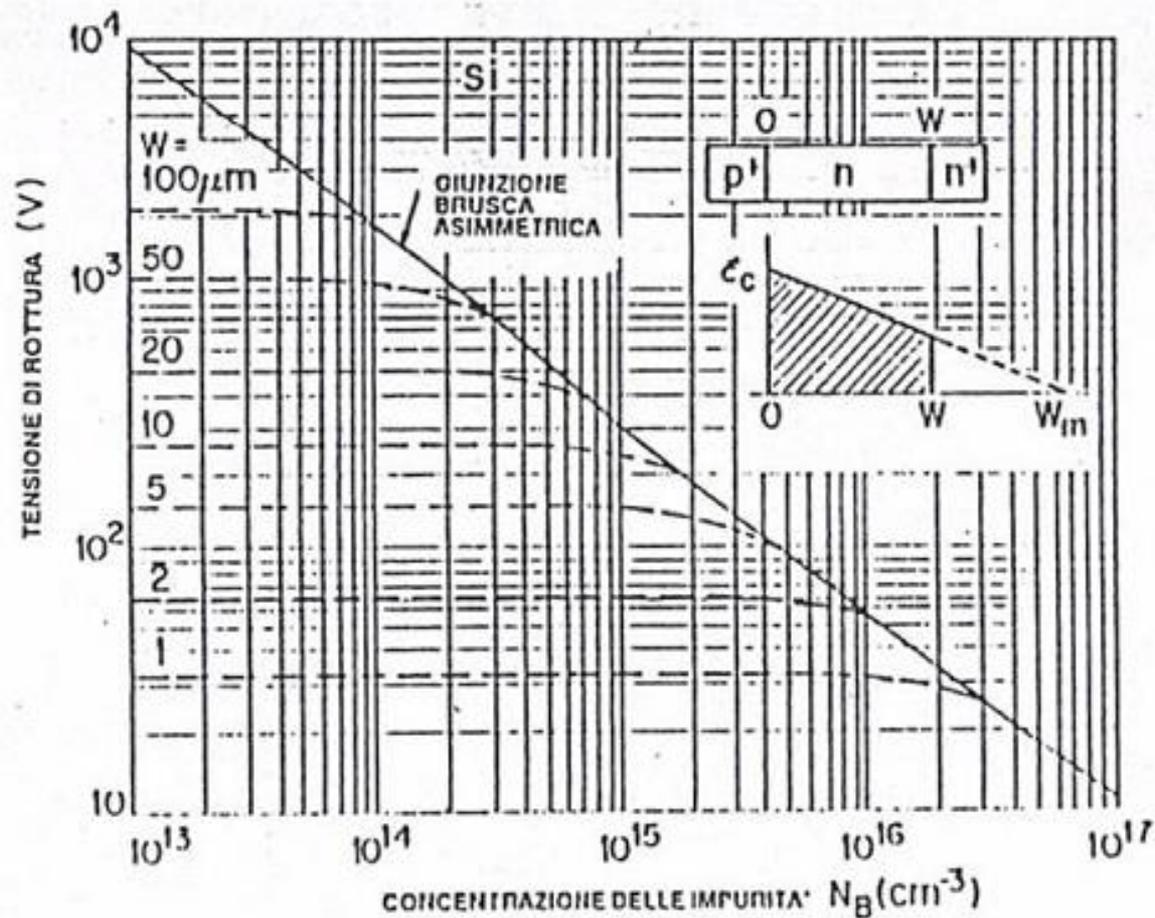
Le considerazioni precedenti sono verificate se lo strato di semiconduttore è abbastanza spesso da contenere, alla rottura, l'intera larghezza W_m dello strato di svuotamento presente in polarizzazione inversa;

Poiché tale spessore **aumenta con la tensione inversa applicata ed è inversamente proporzionale al drogaggio N_D** , può capitare che la regione di svuotamento raggiunga **l'intero spessore L** del dispositivo **prima** che venga raggiunto il **valore critico di campo**



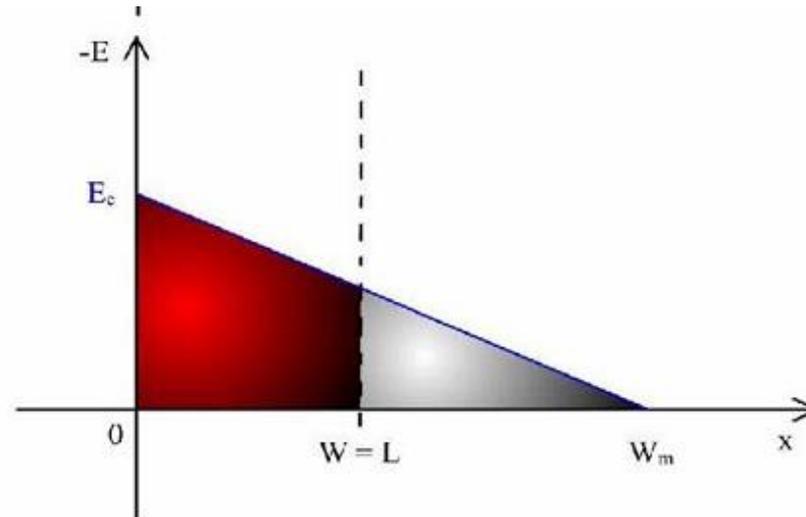
Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Tale condizione è nota come **perforazione del diodo (punch through)**, e nel grafico qui sotto sono riportati i valori di tensione che la generano per strutture del tipo p^+-n-n^+



Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Anche in questo caso si può indurre una moltiplicazione a valanga aumentando il campo fino a raggiungere E_c



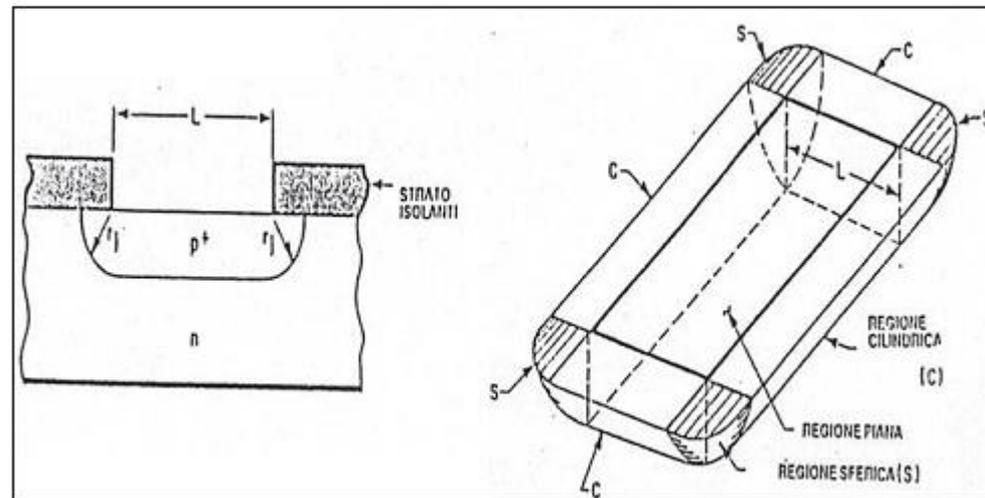
La tensione di rottura diventa però:

$$\frac{V_B^I}{V_b} > \frac{W}{W_m} \left(2 - \frac{W}{W_m} \right)$$

Effetti di curvatura

Un'ultima importante considerazione sulla tensione di rottura si ha considerando gli effetti di curvatura:

una giunzione viene creata ricoprendo di ossido l'interfaccia di un cristallo drogato n e aprendo in tale ossido una finestra in cui iniettare le impurità droganti p ; tali impurità diffondono verso il basso ma anche lateralmente, tale che risulti impossibile ottenere un'inserzione perfettamente retta.

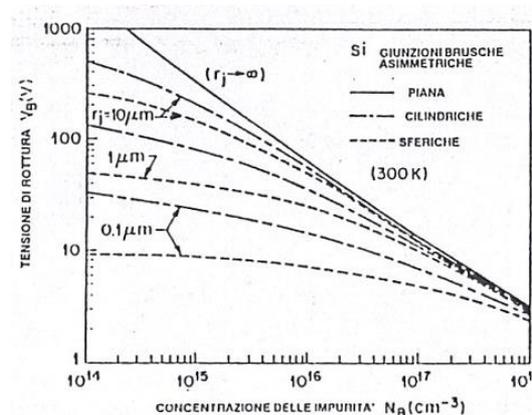


Effetti di curvatura

L'inserzione può essere dunque descritta come un parallelepipedo centrale, con **bordi cilindrici** e con **angoli di giunzione di forma presumibilmente sferica**:

sono questi due elementi, in cui i campi elettrici sono più elevati, a contribuire alla rottura per valanga;

al diminuire del raggio delle regioni sferiche (ovvero all'approssimarsi dell'inserzione al parallelepipedo centrale) **tale tensione di rottura diminuisce bruscamente**, in particolare per le regioni sferiche stesse a bassi valori di impurità.



Comportamento dinamico del diodo

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Finora abbiamo affrontato situazioni stazionarie ossia ogni qualvolta che è stato necessario abbiamo posto

$$\partial/\partial t = 0$$

(es. $\partial\Delta p_n / \partial t = 0$ nell'equazione di continuità)

In altre parole, **abbiamo considerato la risposta della giunzione p-n ad una tensione continua (DC) e lontano dal transitorio iniziale conseguente alla sua applicazione.**

Ora consideriamo la **risposta** della giunzione ad un **segnale tempo-variante**: una tensione alternata (AC) oppure un transitorio.

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Fisicamente, corrisponde a tenere conto dei tempi di risposta dei portatori alla tensione di ingresso.

Siccome i portatori sono di due tipi, essi hanno in generale delle dinamiche molto diverse.

- I maggioritari sono “veloci” (tempi di risposta $\sim 10^{-10}$ – 10^{-12} sec)
- i minoritari sono più lenti ($\tau_n, \tau_p \sim 10^{-6}$ sec)

Ai processi in cui si ha una variazione della carica in risposta ad una variazione di tensione, è associato il concetto di capacità.

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Pertanto, all'interno di una giunzione p-n, si **possono individuare due contributi capacitivi**, legati rispettivamente ai due tipi di portatori presenti:

- capacità di svuotamento → maggioritari C_J
- capacità di diffusione → minoritari C_d

Inoltre vanno considerate anche le **variazioni di corrente rispetto alla tensione applicata** → dI/dV conduttanza (dinamica).

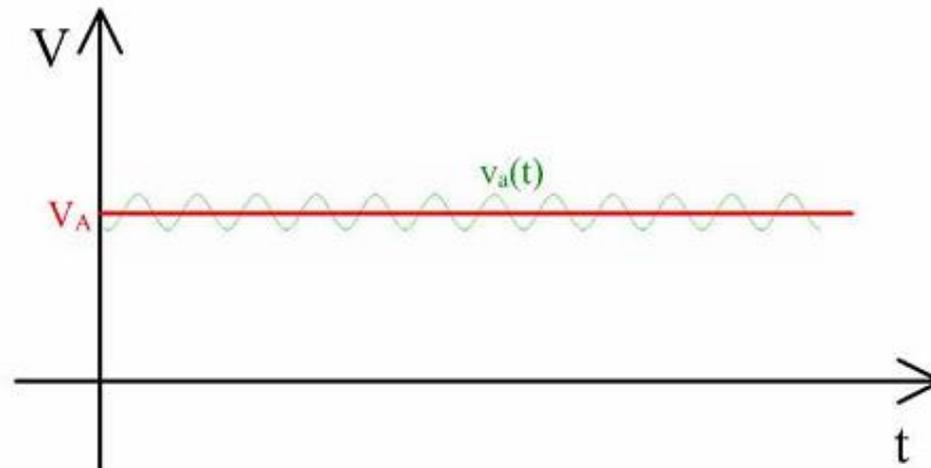
Siccome **il diodo è un oggetto non lineare** rispetto alla tensione, **capacità e conduttanza** non saranno valori costanti, caratteristici del dispositivo, ma dipenderanno dal punto di lavoro → **sono definiti attraverso una formula di derivazione: $C = dQ/dV$, $G = dI/dV$** .⁶³

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Come risponde la giunzione ad una tensione dipendente dal tempo, definita come

$$v_A(t) = V_A + v_a(t)$$

Dove V_A è la componente continua, v_a la componente alternata di piccola ampiezza ($v_a \ll V_A$)



Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Polarizzazione inversa

Capacità di svuotamento : C_J

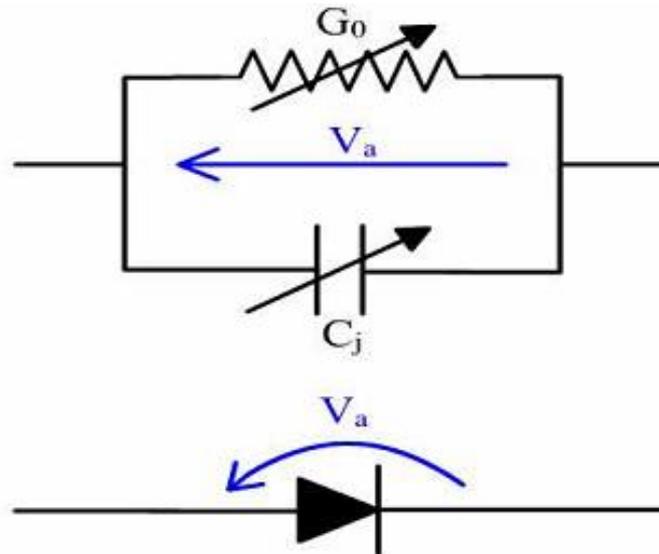
All'applicazione di $v_a(t)$, la regione di svuotamento risponde allargandosi o restringendosi

Essendo **coinvolti essenzialmente i maggioritari**, aventi un tempo di risposta molto basso, allora la **C_J risulterà indipendente dalla pulsazione** del segnale applicato fino ad alte frequenze (dell'ordine del centinaio di MHz)

In inversa la giunzione si comporta come se fosse un capacitore praticamente ideale, poichè la corrente continua che attraversa il dispositivo è praticamente nulla

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Possiamo schematizzare il diodo mediante un circuito equivalente composto dal parallelo di una conduttanza e di una capacità



Ricaviamo la conduttanza: G_0

I portatori (di maggioranza) reagiscono istantaneamente al segnale (piccolo) sovrapposto.

In questa ipotesi $\rightarrow \rightarrow$

$$I(v_A) = I_0 \left[e^{\frac{qv_A}{kT}} - 1 \right]$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

$$I(V_A + v_a) = I_0 \left[e^{\frac{q(V_A + v_a)}{kT}} - 1 \right]$$

La corrente dovuta al segnale è:

$$i = I(V_A + v_a) - I(V_A)$$

Ma essendo $v_a \ll V_A$ il termine $I(V_A + v_a)$ può essere espanso in serie di Taylor, da cui otteniamo

$$I(V_A + v_a) \cong I(V_A) + v_a \left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=V_A}$$

$$i \cong v_a \left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=V_A}$$

$$G_0 = \frac{i}{v_a} = \left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=V_A}$$

$$\left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=V_A} = I_0 \frac{q}{kT} e^{\frac{qV_A}{kT}} = \frac{q}{kT} (I + I_0)$$

Conduttanza a
bassa frequenza

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Definiamo resistenza dinamica r :

$$r = \frac{1}{G_0} = \frac{kT}{q(I + I_0)}$$

Se dal diodo ideale si passa al diodo reale, occorre tener conto anche del contributo dovuto alla generazione:

$$I = I_0 \left[e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right] - \frac{qAn_i}{2\tau_0} W$$

$$\Rightarrow \frac{dI}{dV_A} = \frac{I_0 q}{kT} e^{\frac{qV_A}{kT}} - \frac{qAn_i}{2\tau_0} \frac{dW}{dV_A}$$

$$\Rightarrow G_0 = \frac{q}{kT} (I + I_0) - \frac{qAn_i}{2\tau_0} \frac{dW}{dV_A}$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Nel caso in cui si considera una giunzione brusca:

$$W = \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} (V_{bi} - V_A) \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{dW}{dV_A} = \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2} \frac{(-1)}{(V_{bi} - V_A)^{\frac{1}{2}}}$$

$$G_0 = \frac{q}{kT} (I + I_0) + \frac{qAn_i}{4\tau_0} \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \frac{1}{(V_{bi} - V_A)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Polarizzazione diretta:

Rispetto al caso precedente **entra in gioco anche l'azione dei minoritari** presenti in concentrazione n_p e p_n presenti nelle regioni p ed n e nelle regioni neutre per diffusione, per cui **dovremo introdurre una capacità di diffusione (Cd)**;

La diffusione contribuisce inoltre anche al valore della conduttanza dinamica.

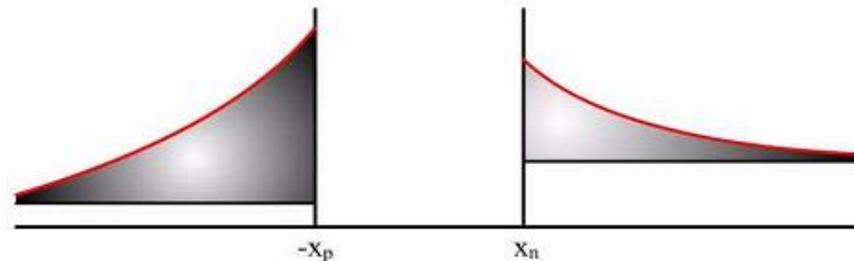
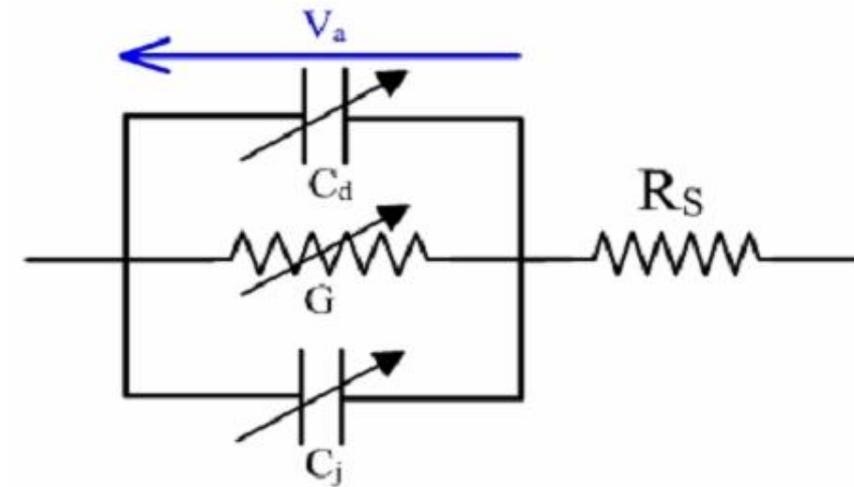
La diffusione, ricordiamo, è un processo molto lento rispetto alla frequenza del segnale, per cui, sotto una tensione applicata $v_a(t)$, p_n e n_p divengono funzioni sia dello spazio che del tempo.

$$p_n(x,t)$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Immagazzinamento di carica (charge storage)

In polarizzazione diretta, le regioni “neutre” ricevono una quantità di portatori minoritari in eccesso.



Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Questa carica è data da:

$$Q_p = q \int_{x_n}^{\infty} (p_n - p_{n0}) dx$$

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p}$$

$$= qp_{n0} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \int_{x_n}^{\infty} \exp\left(-\frac{x-x_n}{L_p}\right) dx$$

$$= qL_p p_{n0} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)$$

$$Q_n = -q \int_{-\infty}^{-x_p} (n_p - n_{p0}) dx$$

$$= -qL_n n_{p0} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

In una giunzione brusca asimmetrica $N_A^+ \gg N_D^-$

$$X_p = 0 \rightarrow Q_n = 0$$

$$J_s = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} \cong$$

$$\cong q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p}$$

$$Q_p = \underbrace{\frac{L_p^2}{D_p}}_{\tau_p} \underbrace{\frac{q D_p p_{n0}}{L_p}}_{J_s} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) = \tau_p J_p$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Si è stabilito dunque che la carica immagazzinata è il prodotto della corrente per il tempo di vita dei minoritari, e questo si spiega ricordando che

Se il loro tempo di vita è più lungo, le lacune iniettate si diffondono più in profondità nella regione n prima di ricombinarsi, per cui il numero di lacune immagazzinate è maggiore

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Capacità di diffusione: Basse frequenze

$$C_d = A \frac{dQ_p}{dV} = A \frac{q^2 L_p p_{n0}}{kT} e^{\frac{qV}{kT}}$$

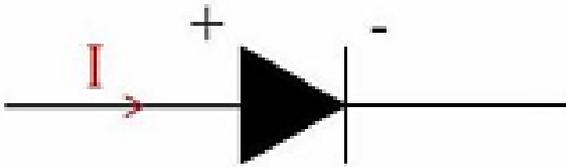
Si osservi come per $V < 0$, $C_d \rightarrow 0$
infatti non vi è iniezione di minoritari nelle regioni neutre

Conduttanza : basse frequenze

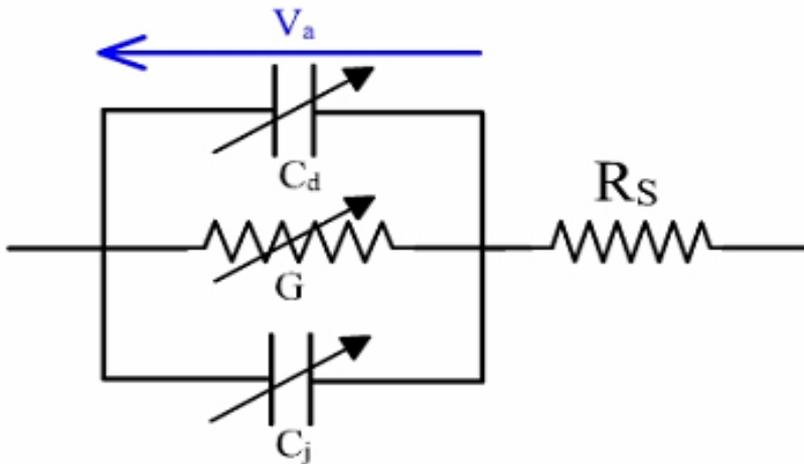
$$G = A \frac{dJ}{dV} = A \frac{q}{kT} J_s e^{\frac{qV}{kT}}$$
$$= A \frac{q}{kT} (J + J_s) \cong A \frac{q}{kT} J = \frac{q}{kT} I$$

Comportamento dinamico delle giunzioni pn

Il circuito equivalente



← Simbolo

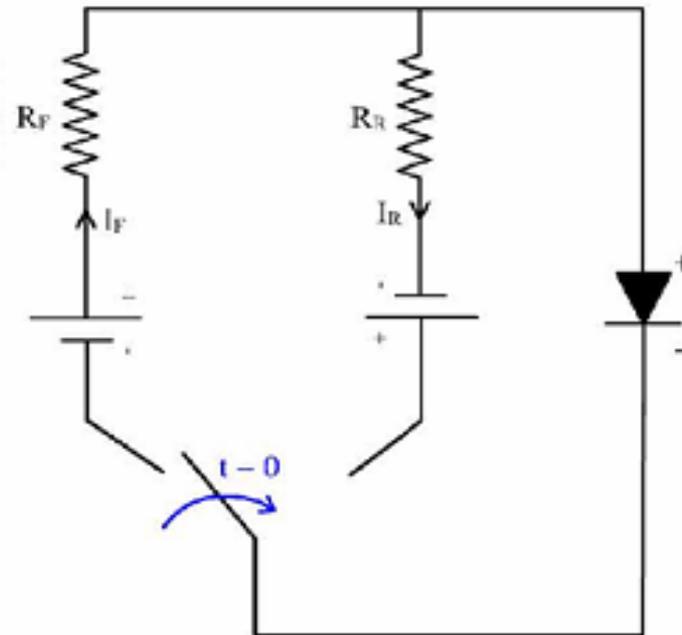


← Circuito equivalente per piccoli segnali

Comportamento durante un transitorio

Consideriamo per semplicità una **giunzione brusca p+n** in cui si **inverte bruscamente la polarizzazione da diretta ad inversa** (transizione ON/OFF)

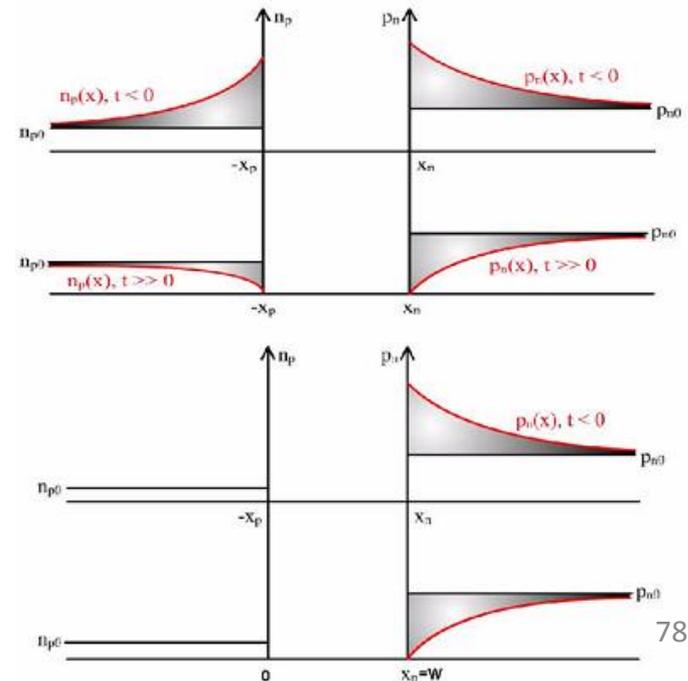
Vogliamo studiare l'evoluzione che conduce da una situazione stazionaria di iniezione dei minoritari ad una situazione, asintoticamente stazionaria, di completa chiusura della giunzione.



Comportamento durante un transitorio

Tale passaggio è rappresentato dalle figure qui sotto, riferite ad una giunzione generica e ad una giunzione brusca asimmetrica

Si passa da un eccesso di minoritari (in prossimità dei bordi della regione di svuotamento, per poi tendere al valore di equilibrio allontanandosi verso le regioni neutre) a un valore di minoritari minore di quello dell'equilibrio



Giunzione asimmetrica

$p^+ - n$

Comportamento durante un transitorio

Come si vede, il cambiamento consiste nella “eliminazione” della carica, dovuta ai minoritari, rappresentata dalla somma delle due aree colorate.

Questa eliminazione avviene tramite 2 meccanismi:

- 1) Riflusso attraverso la regione svuotata (corrente inversa);
- 2) Ricombinazione di lacune in $x > x_n$.

In particolare, si osserverà una diminuzione di $p_n(x_n)$ dal suo valore iniziale $\gg p_{n0}$ ad un valore finale $\ll p_{n0}$

Comportamento durante un transitorio

Il corrispondente potenziale della giunzione seguirà questo andamento

$$V_i = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_n(x_n, t)}{p_{n0}} \right) \quad p_n(x_n) = p_{n0} e^{qV_i/kT}$$

Il potenziale interno dipende dalla concentrazione dei portatori.

In questo caso è anche funzione del tempo $p_n(x_n, t)$

Si osservi come V_j , anche per grandi correnti, non eccede, come ordine di grandezza, il volt.

Comportamento durante un transitorio

Facciamo un esempio pratico

Si consideri una commutazione da $+25\text{V}$ a -25V del circuito dato.

Sia $R_F = R_R = 1\text{K}\Omega$, e sia $I_S = 10^{-14}\text{ A}$.

È facile verificare come la caduta di tensione $+25\text{V}$ si ripartisca in circa $24,2\text{ V}$ su R_F e $0,8\text{ V}$ sul diodo, con una corrente di circa 24 mA .

Quando avviene la commutazione, fino a che $p_n(x_n)$ non scende fino a valori confrontabili con p_{n0} , V_j rimane compresa tra $0,8$ e 0V .

Fino a che non scompare l'eccesso di portatori la corrente rimane elevata.

Comportamento durante un transitorio

In questa fase, il valore della corrente è determinato dalla sola resistenza, i -25 V devono cadono tutti su R_R

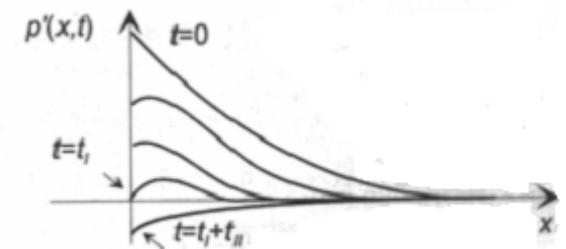
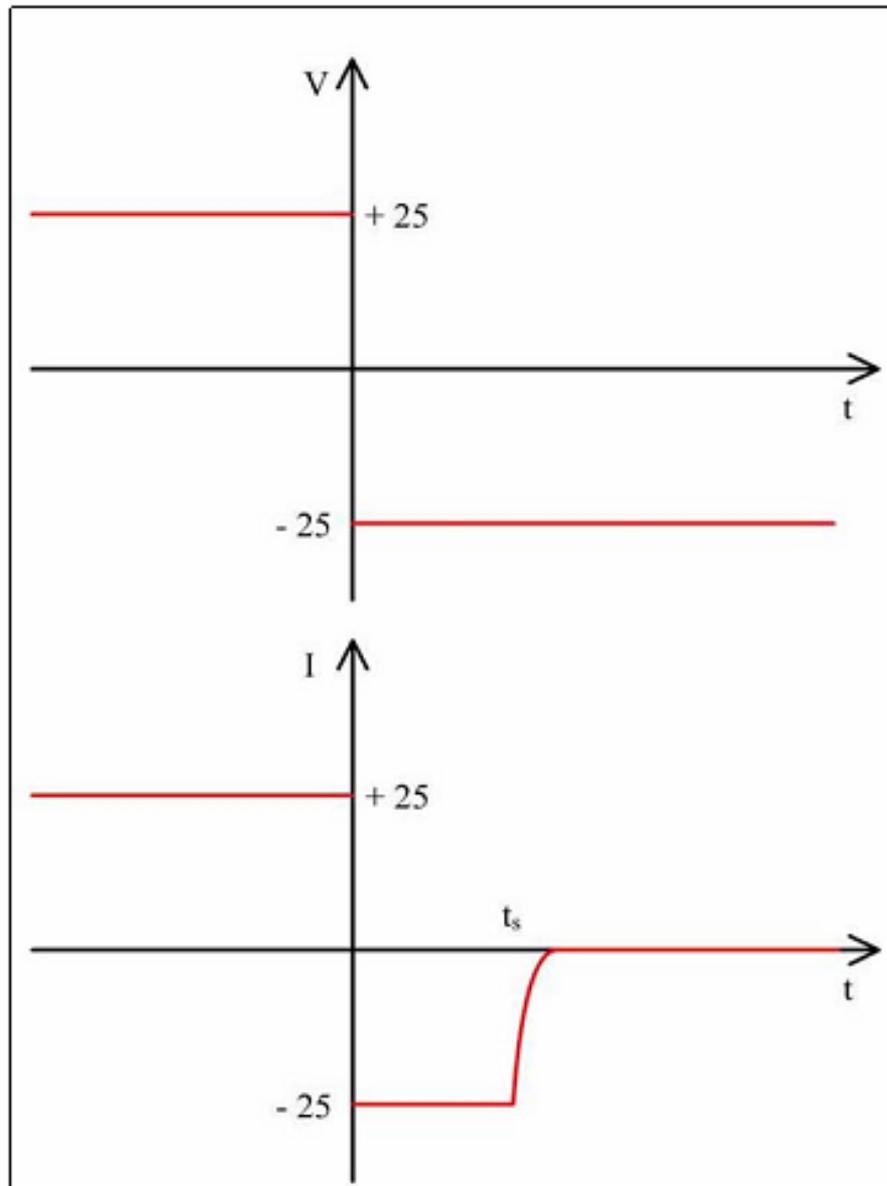
$$I_R = -\frac{25 + V_j}{R_R} \cong -\frac{25}{R_R} V \cong -25 mA$$

Quindi, una intensa corrente costante scorre in inversa, fino al tempo t_s per cui $p_n(x_n) \approx p_{n0}$.

Dopo questo istante, la regione neutra non ha quasi più portatori minoritari, $p_n(x_n)$ diventa $\ll p_{n0}$ e V_j raggiunge rapidamente valori negativi (giunzione in inversa), fino ad uguagliare i $-25V$.

A quell'istante di tempo, detto tempo di transizione inversa (t_{off}), la corrente che passa è praticamente nulla.

Comportamento durante un transitorio



Comportamento durante un transitorio

Quando commuto a tensioni negative, l'eccesso di minoritari ($Q_p(0)$) non viene eliminato istantaneamente, ci vuole del tempo (storage time, t_s)

Con il diodo in conduzione con una corrente I_F , si ha una carica in eccesso dei portatori minoritari prevalenti:

$$Q_0(t_0) = \tau I_F$$

Dopo che al tempo t_0 la corrente è passata bruscamente dal valore I_F al valore I_R , la carica in eccesso decade con velocità:

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau} - I_R$$

Comportamento durante un transitorio

Q/τ è il termine dovuto alla ricombinazione, mentre I_R è la corrente dovuta al riattraversamento della giunzione dei minoritari (corrente negativa)

Integrando l'equazione con la condizione iniziale

$$Q_0(t_0) = \tau I_F$$

e risolvendo per il tempo $t_0 + t_s$ a cui la carica Q si è ridotta a zero, si ottiene:

$$t_s = \tau \log \left(1 + \left| \frac{I_F}{I_R} \right| \right)$$

Per $t > t_s$, si ha una rapida discesa della corrente.

Si considera chiuso il transitorio quando la corrente inversa scende a meno del 10% di $I_{R,85}$

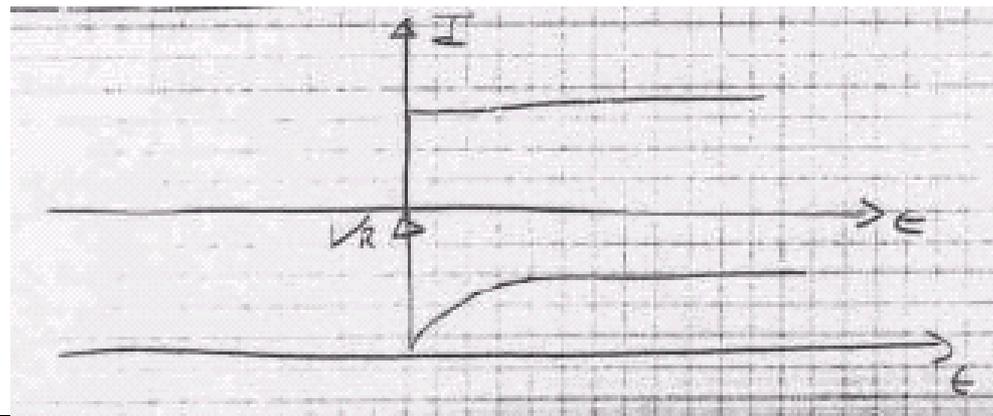
Analisi del tempo di immagazzinamento

TRANSIZIONE OFF/ON (I_F costante)

$$Q_p(t) = \tau_p I_F \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right)$$

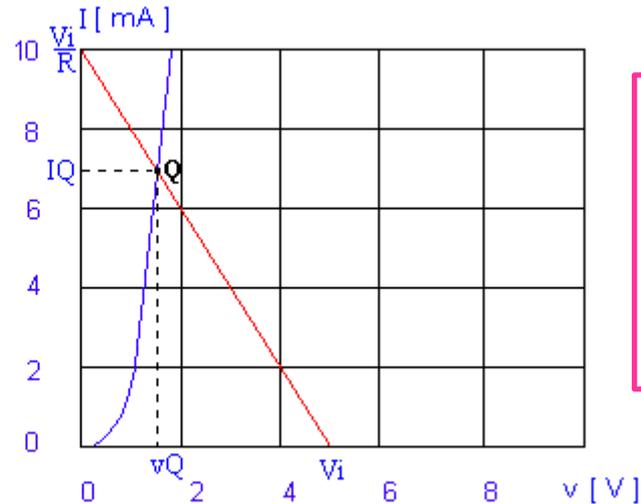
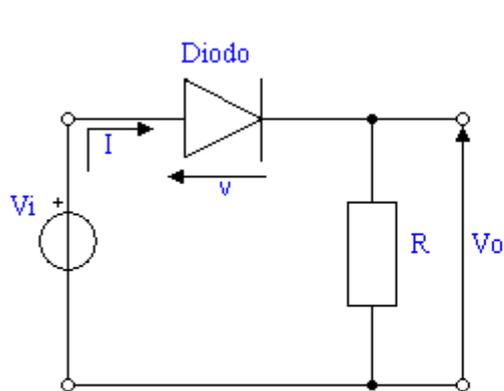
$$V_j(t) = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{I_F}{I_S} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right) \right]$$

Dapprima la corrente I_F “riempie” di minoritari la regione n, poi la ricombinazione bilancia I_F e si ha uno stato stazionario.



Circuiti con diodi

Circuiti con diodi



$$V_i = V_d + RI_d$$

da cui

$$I_d = V_i/R - V_d/R$$

Consideriamo il circuito riportato in figura, in cui è presente un diodo in serie ad una resistenza R

Vogliamo cercare, a partire dalla tensione applicata dall'alimentatore, di ricavare la corrente che scorre nel circuito

Il problema può essere risolto:

- 1) Per via grafica
- 2) Con metodo iterativo

Circuiti con diodi

1. Si parte da un valore “realistico” di V_d , per ora del tutto ipotetico
2. Si sostituisce nell’equazione della maglia
3. Si ricava la corrente corrispondente
4. Si ricava un nuovo valore di V_d dall’equazione del diodo in cui viene inserito il valore di corrente ricavato al punto 3)
5. Si ripete l’intera sequenza il numero di volte necessario per far convergere il risultato con la precisione richiesta

Circuiti con diodi

Se applichiamo la legge di Kirkhhoff alle tensioni al circuito in figura avremo infatti un'equazione trascendentale

$$V_{DD} - RI - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) = 0$$

Tale equazione non è di semplice risoluzione, e come detto in precedenza può essere risolta in modo grafico, oppure utilizzando un metodo iterativo.

Per esempio consideriamo una $V_{DD} = 5 \text{ V}$, $R = 1 \text{ k}\Omega$ e

$$I_0 = 10^{-10} \text{ A}$$

Circuiti con diodi

Generalmente si inizia considerando una caduta di tensione sul diodo pari a $V_D' = 0.7 \text{ V}$

Se così fosse, avremmo una corrente pari a:

$$I^I = \frac{V_{DD} - V_D^I}{R} = 4.3 \text{ mA}$$

$$V_D^{II} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I^I}{I_0} + 1\right) \approx 0.45 \text{ V}$$

Come si nota tale valore è significativamente differente da quello che avevamo ipotizzato noi.

Il procedimento consiste nel ripetere la nostra operazione fino ad ottenere una convergenza

Circuiti con diodi

Utilizziamo quindi quest'ultimo valore per determinare un nuovo valore della corrente che scorre nel diodo.

Otteniamo in questo caso

$$I^{II} = \frac{V_{DD} - V_D^{II}}{R} = 4.55 \text{ mA}$$

$$V_D^{III} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I^{II}}{I_0} + 1\right) \approx 0.456 \text{ V}$$

Come si nota, in questo caso le soluzioni tendono a convergere.

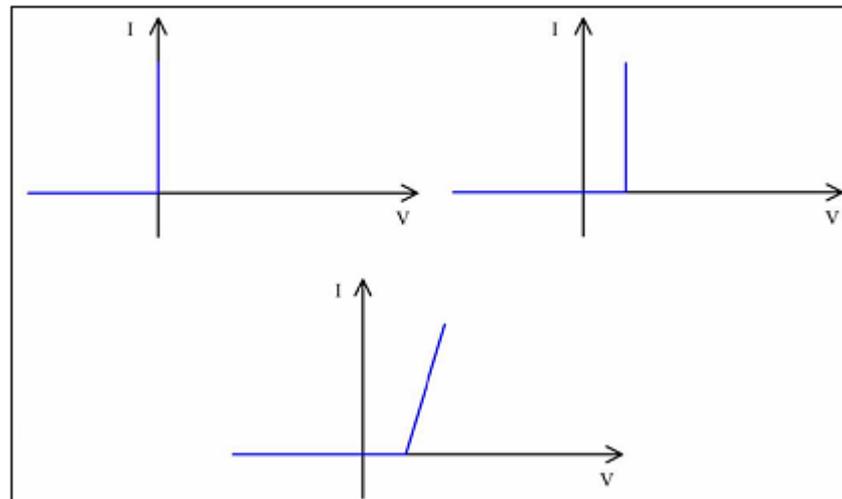
Facendo una ulteriore iterazione otteniamo un valore ancora più preciso $\rightarrow I^{III} = 4.544 \text{ mA}$ e $V_D^{IV} = 0.458 \text{ V}$ da cui $I^{IV} = 4.542 \text{ mA}$ – ci siamo!

Applicazioni dei diodi nei circuiti

Rettificatore

È l'applicazione classica di un diodo, che, polarizzato in diretta è in grado di far scorrere corrente in modo praticamente inalterato, ma che in inversa non fa praticamente passare corrente.

Tale proprietà può essere valutata grazie a modelli semplificati, riportati nella figura qui di sotto.



Applicazioni dei diodi nei circuiti

Nel primo caso, si ha **corrente nulla per tensioni negative e massima corrente senza caduta di tensione in polarizzazione diretta**, per cui il diodo si comporta come un **circuito aperto in inversa e come un corto circuito in diretta**;

Nel secondo caso si considera anche una **piccola caduta di tensione fissa**, per cui avremo un comportamento da **circuito aperto in inversa e da generatore di tensione in diretta** (rappresenta la caduta di tensione fissa);

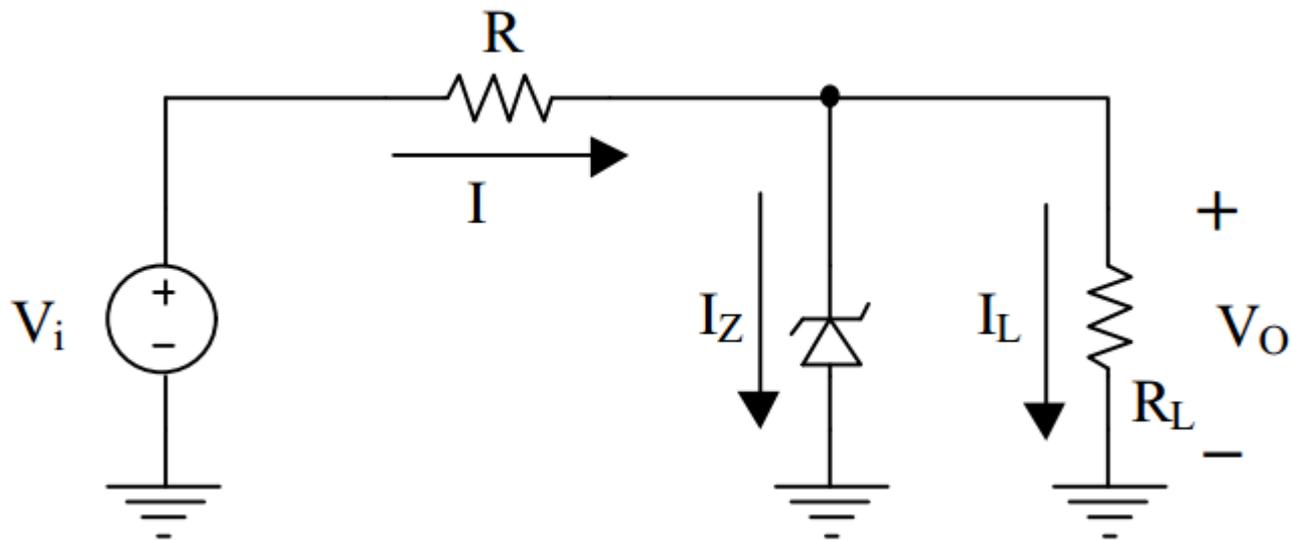
Una seconda approssimazione prevede una **caduta inizialmente fissa di tensione**, che quindi incomincia a variare linearmente, per cui stavolta in diretta avremo un comportamento rappresentabile come una **serie generatore di tensione – resistenza**.

Applicazioni dei diodi nei circuiti

Regolatore di tensione

Rotture per valanga e/o Effetto tunnel (Zener).

Mantenendo in breakdown il diodo, ai suoi capi si ha una tensione molto stabile anche per ampie fluttuazioni della corrente.



Applicazioni dei diodi nei circuiti

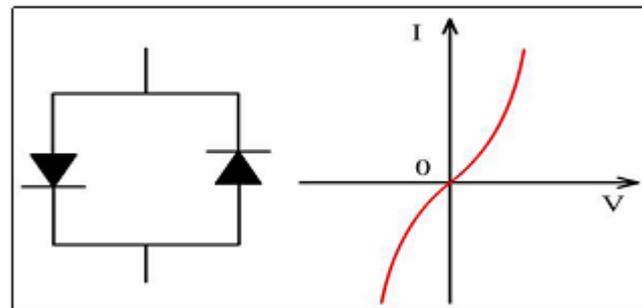
Varistor

Variable Resistor. Per piccoli segnali il diodo può essere visto come una resistenza variabile di valore

$$\frac{1}{\frac{dI(V)}{dV}}$$

Al variare di V , la relazione con I è non-ohmica.

Due diodi in parallelo, ma rovesciati, costituiscono un resistore non lineare per entrambe le polarizzazioni.



Varactor

Variable capacitor.

Il diodo in inversa ha una capacità variabile con la polarizzazione, ed una conduzione trascurabile.

Questo è alla base dell'utilizzo del VARACTOR in circuiti risonanti accordabili (amplificazione parametrica, generazione armonica, mixing, rivelazione, sintonizzazione....)

Fast Recovery Diode

Per applicazioni in commutazione ultrarapide.

Per far questo occorre ridurre il tempo di commutazione t_{tt} (e quindi, soprattutto, quello di immagazzinamento t_s). Questo si ottiene **riducendo il tempo di vita dei minoritari** (τ_p nelle nostre equazioni, relative alla giunzione p^+n), mediante **introduzione di trappole** (Au).

N.B. aumentando N_t si aumenta la corrente inversa (generazione).

Tempi tipici di commutazione:

Si $t_{tt} \ 1 \div 5 \text{ ns}$

GaAs $t_{tt} \leq 0,1 \text{ ns}$

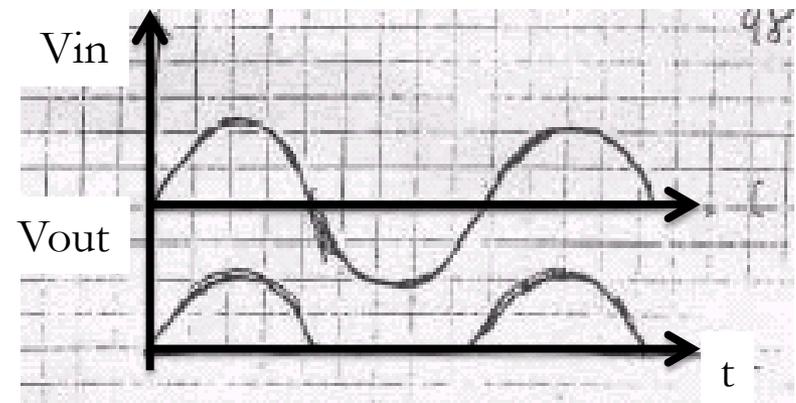
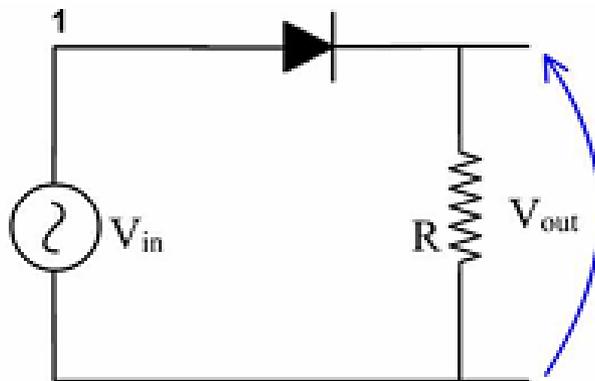
Applicazioni dei diodi nei circuiti

Alimentatori

Detti anche circuiti raddrizzatori,

raddrizzatori a mezza onda (primo circuito)

Data una tensione in ingresso di tipo sinusoidale filtra le creste negative in uscita (quando la tensione applicata è negativa il diodo non permette l'arrivo di corrente sul resistore)



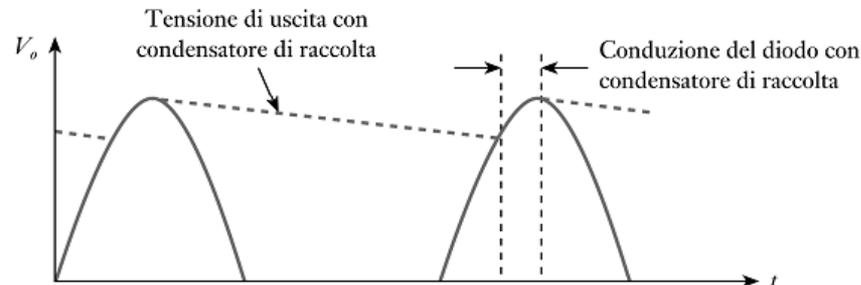
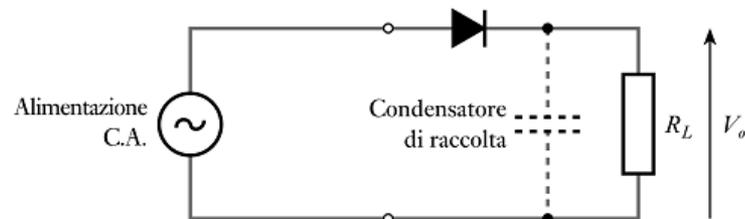
Applicazioni dei diodi nei circuiti

Alimentatori

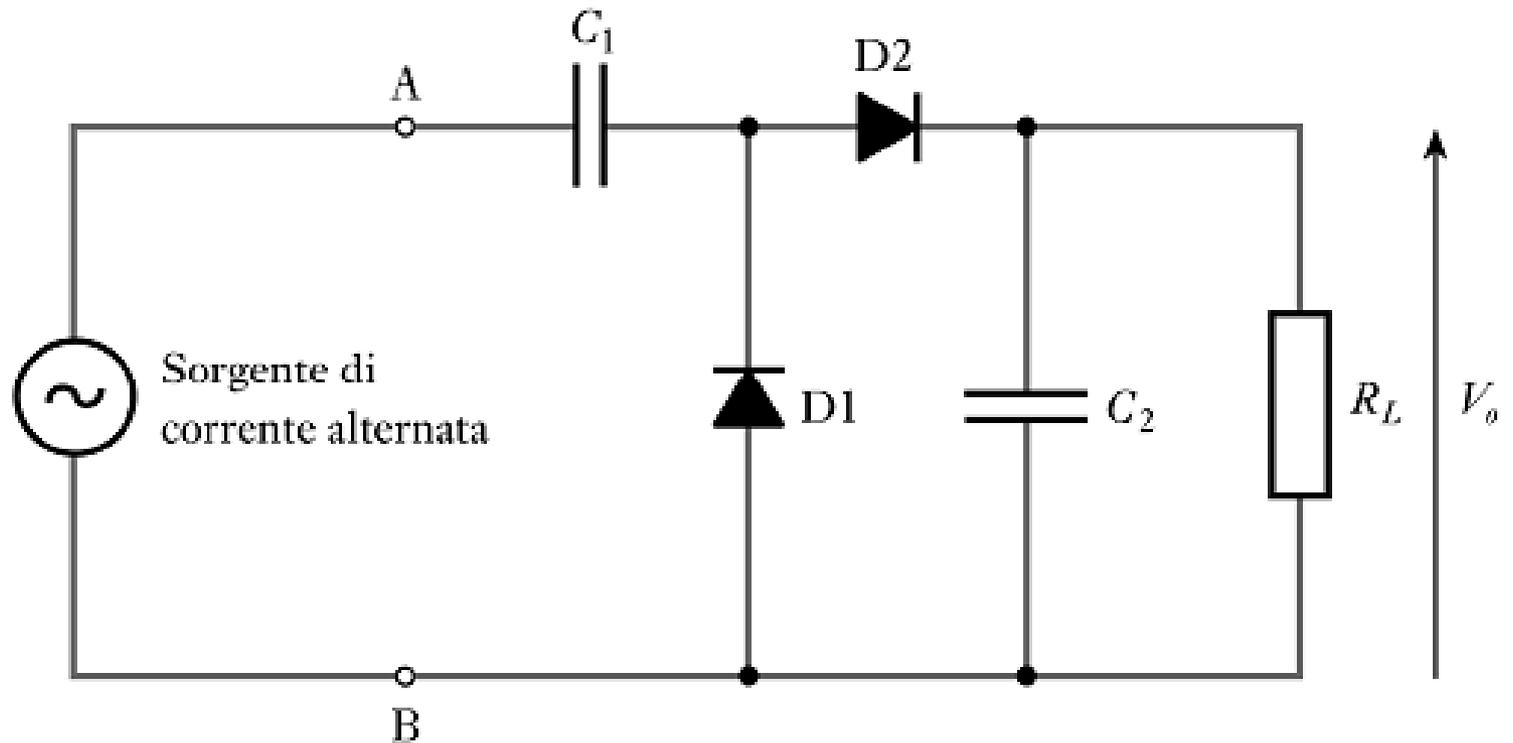
raddrizzatore con condensatore di filtro

la polarizzazione diretta permette la carica sul condensatore, che, in inversa, quando il diodo non conduce corrente, si scarica sulla resistenza

Raddrizzatore a semplice semi-onda

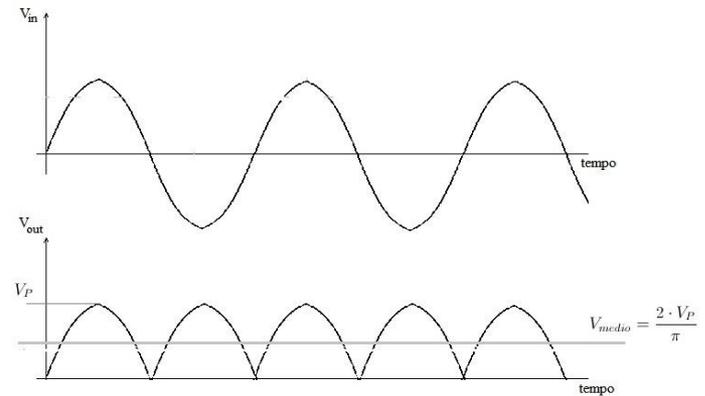
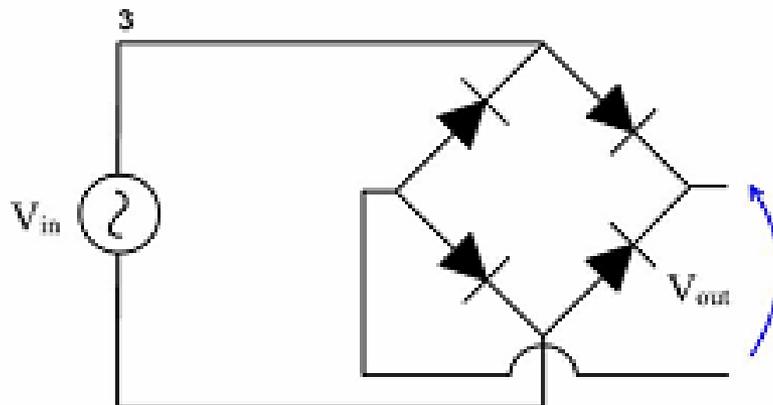


Duplicatore di tensione



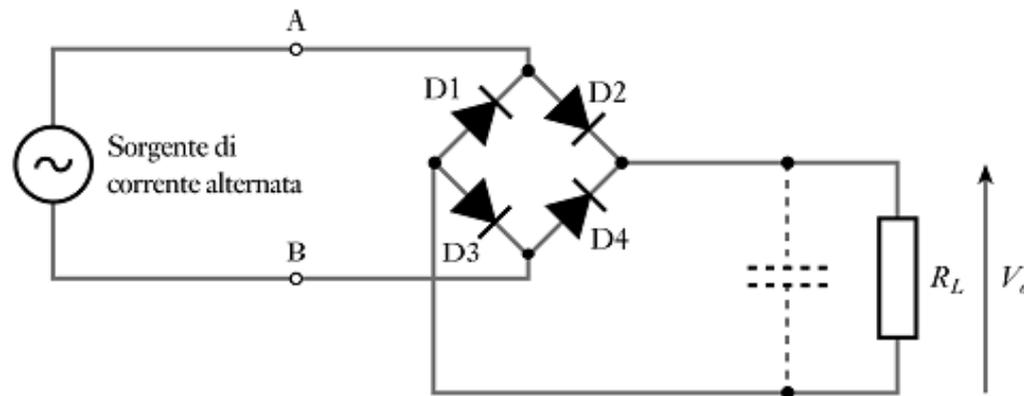
Alimentatori

raddrizzatore a ponte (o a doppia semionda) che ribalta in uscita le creste negative del segnale sinusoidale in ingresso (ne ottiene matematicamente il modulo).

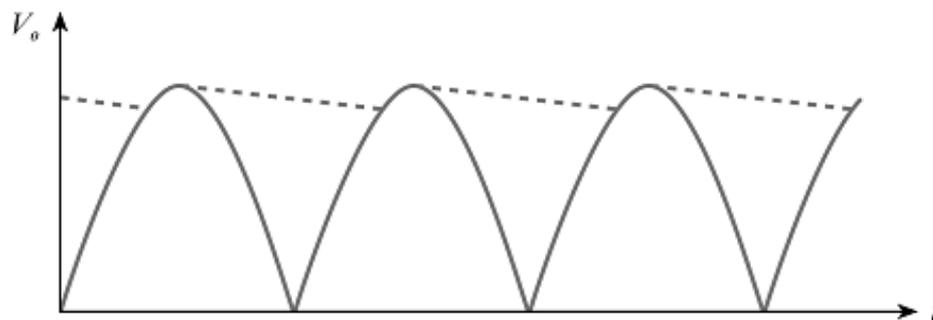


Applicazioni dei diodi nei circuiti

Raddrizzatore a doppia semionda (ponte di Graetz)

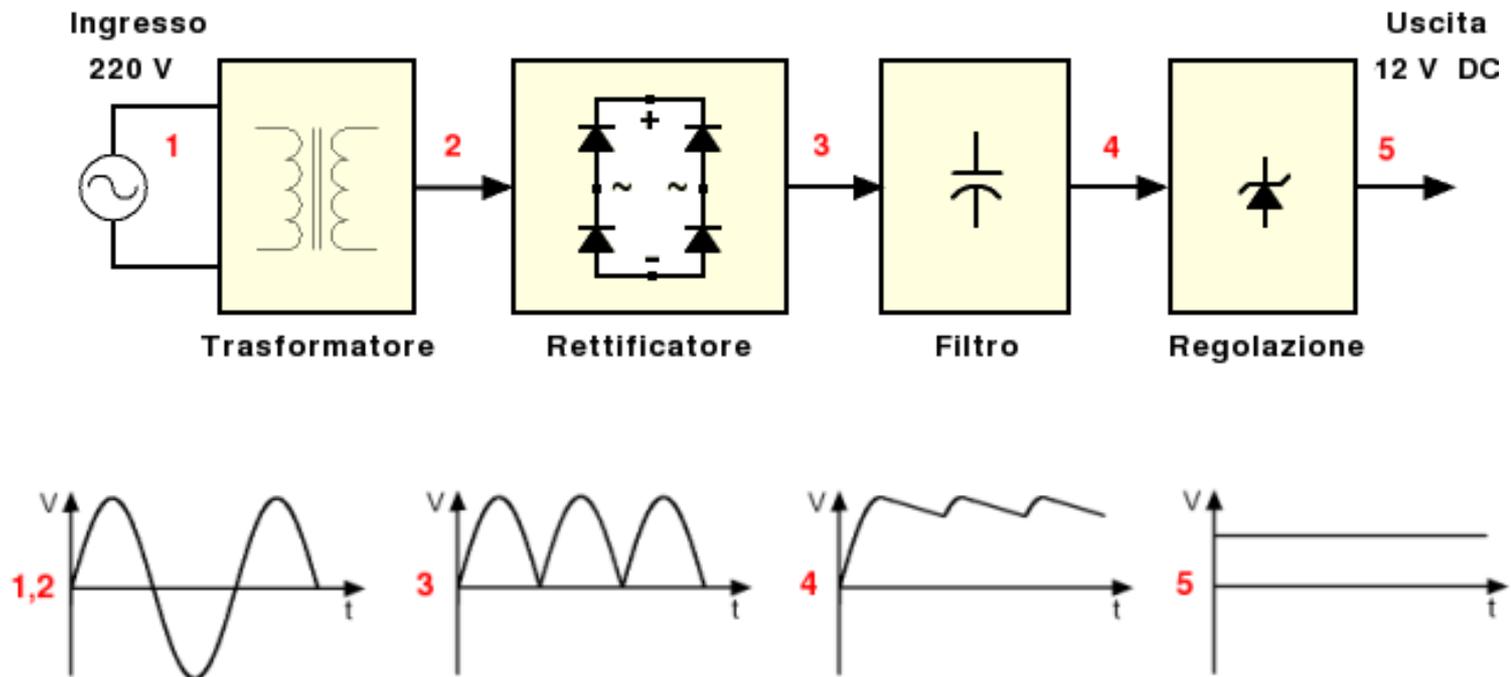


$$V_r \cong \frac{(V_P - 2V_{ON})}{R_L} \frac{T}{2C}$$



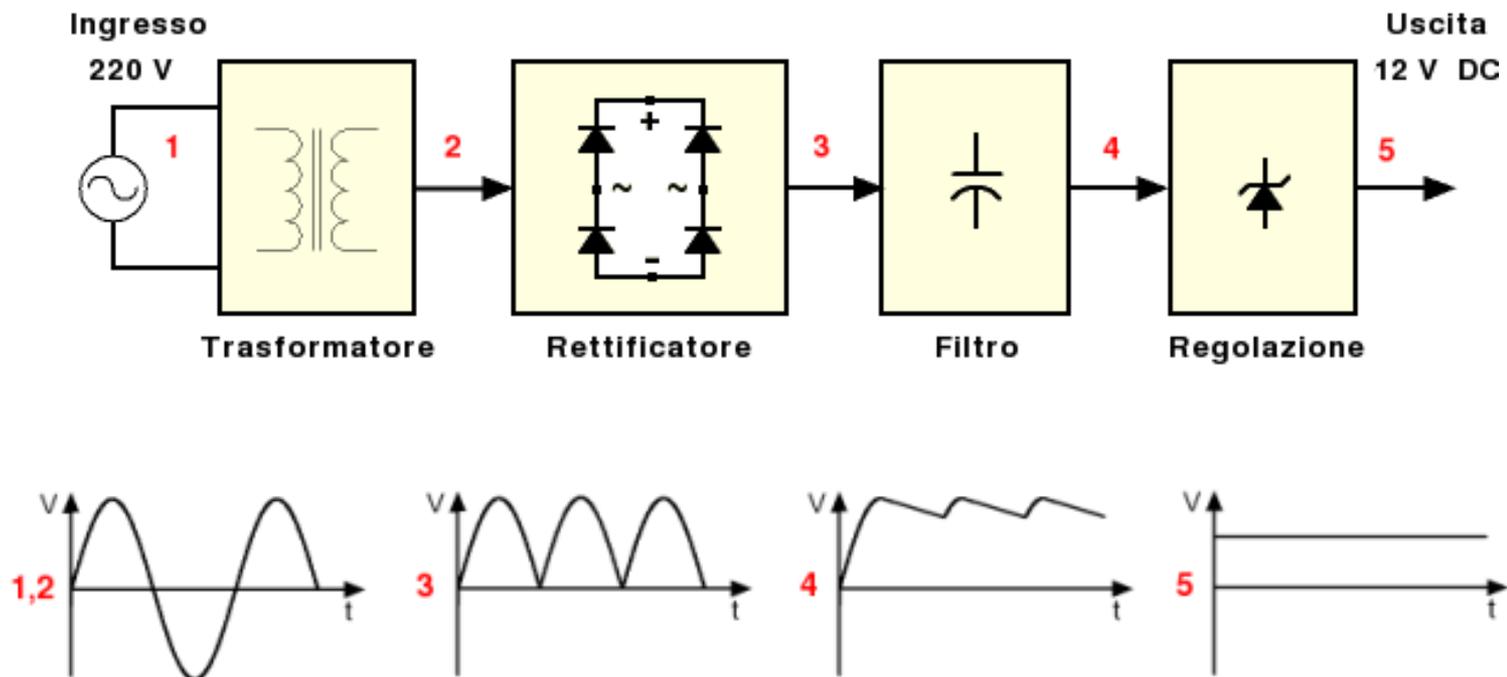
Applicazioni dei diodi nei circuiti

Diagramma a blocchi di un alimentatore in continua



Applicazioni dei diodi nei circuiti

Diagramma a blocchi di un alimentatore in continua



Analisi del tempo di immagazzinamento

In $x > x_n$, durante gli stati non stazionari:

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p}$$

Moltiplichiamo tutto per l'area della giunzione e per q e si integri tra x_n e ∞ , e ottengo la corrente

$$qA \frac{\partial}{\partial t} \int_{x_n}^{\infty} \Delta p_n dx = -A \int_{x_n}^{\infty} \frac{\partial J_p}{\partial x} dx - \frac{qA}{\tau_p} \int_{x_n}^{\infty} \Delta p_n dx$$

$$\frac{\partial Q_p(t)}{\partial t} = I(t) - \frac{Q_p(t)}{\tau_p}$$

Analisi del tempo di immagazzinamento

Nel periodo $0 \leq t \leq t_s$, $I(t) = -I_R$

$$\frac{\partial Q_p}{\partial t} = -I_R - \frac{Q_p}{\tau_p}$$

$$\frac{dQ_p}{I_R + \frac{Q_p}{\tau_p}} = -dt$$

Integrando tra 0 e t_s :

$$\int_{Q_p(0)}^{Q_p(t_s)} \frac{dQ_p}{I_R + \frac{Q_p}{\tau_p}} = -\int_0^{t_s} dt$$

Analisi del tempo di immagazzinamento

$$t_s = \tau_p \ln \left(\frac{I_R + \frac{Q_p(0)}{\tau_p}}{I_R + \frac{Q_p(t_s)}{\tau_p}} \right)$$

Per quanto detto si può assumere $Q_p(t_s) \approx 0$ e dopo aver posto $I_F = A J_p(x_n)$:

$$Q_p(0) = \tau_p I_F$$

$$t_s = \tau_p \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right)$$

Per $t > t_s$, si ha una rapida discesa della corrente.

Si considera chiuso il transitorio quando la corrente inversa scende a meno del 10% di I_R .

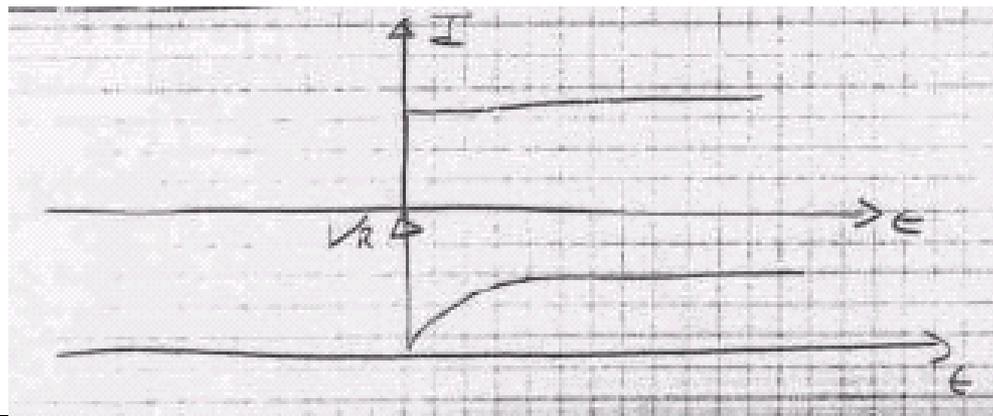
Analisi del tempo di immagazzinamento

TRANSIZIONE OFF/ON (I_F costante)

$$Q_p(t) = \tau_p I_F \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right)$$

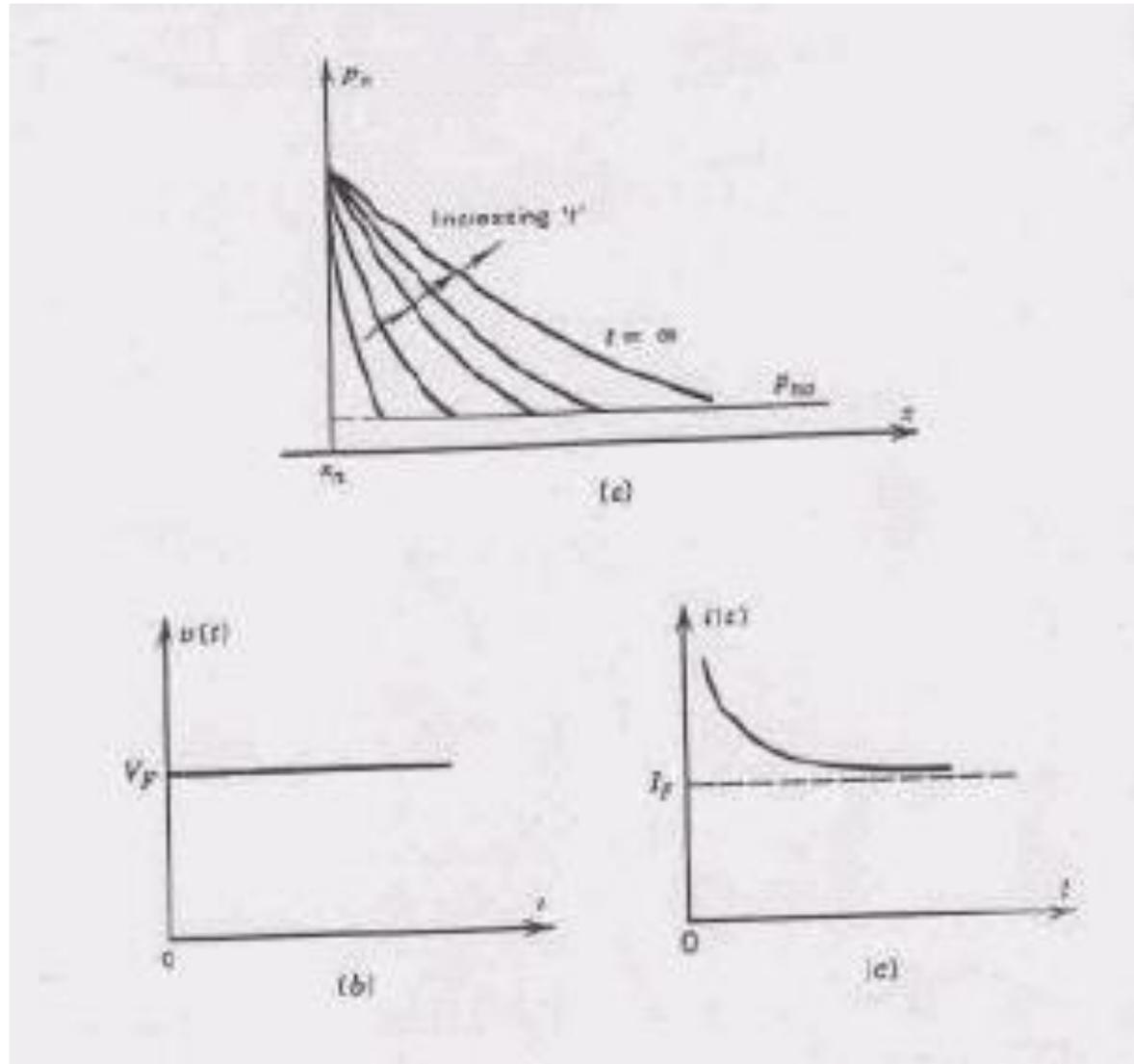
$$V_j(t) = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{I_F}{I_S} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right) \right]$$

Dapprima la corrente I_F “riempie” di minoritari la regione n, poi la ricombinazione bilancia I_F e si ha uno stato stazionario.



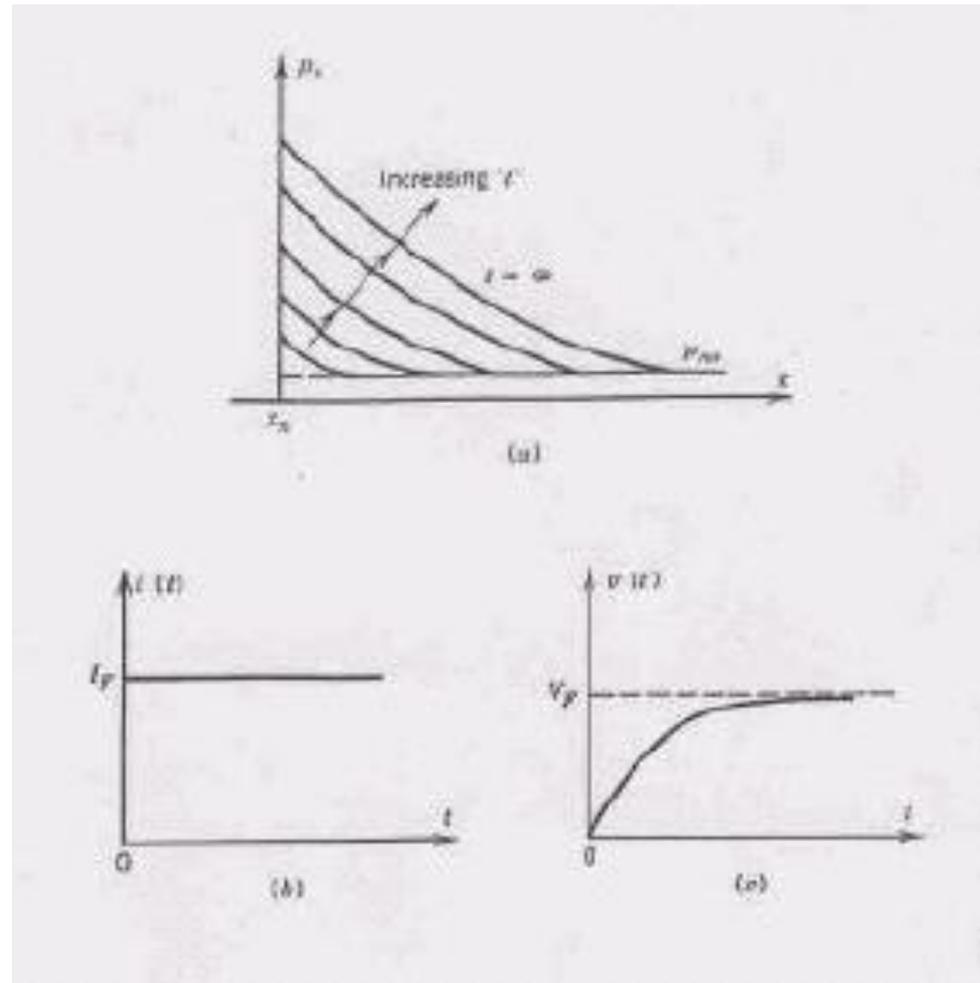
Analisi del tempo di immagazzinamento

ON \longrightarrow OFF (tensione costante)



Analisi del tempo di immagazzinamento

OFF \longrightarrow ON (corrente costante)



Charge Storage o Snapback Diode

Al contrario del precedente, questo diodo favorisce la conduzione inversa per un breve tempo t_s dopo la commutazione, per sfruttare il brusco fronte di discesa per $t_s < t < t_{tt}$, che è contenuto in pochi ps.

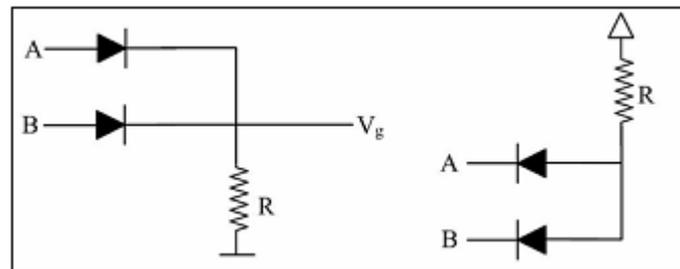
Il fronte, ripidissimo, risultante è ricco in armoniche acute → generatore di armoniche, generatore di impulsi.

I tempi di vita (e quindi i tempi di commutazione) sono dell'ordine di $0,5 \div 5 \mu s$ e cioè 1000 volte maggiori che nel FAST RECOVERY DIODE.

Porte Logiche

Usate per compiere **operazioni booleane** con valori logici rappresentati mediante valori di tensione alti e bassi (tipicamente 5 V e 0 V); l'utilizzo dei diodi per tali circuiti è però **oggi abbandonato** essendoci una **progressiva caduta di tensione su ogni diodo che, per operazioni eccessivamente lunghe, porterebbe a fluttuazioni di valore** (in genere, i circuiti logici individuano i valori logici mediante valori distanti di tensione, che cadute progressive portano ad avvicinarsi)

$$Y = A + B$$



$$Y = A * B$$