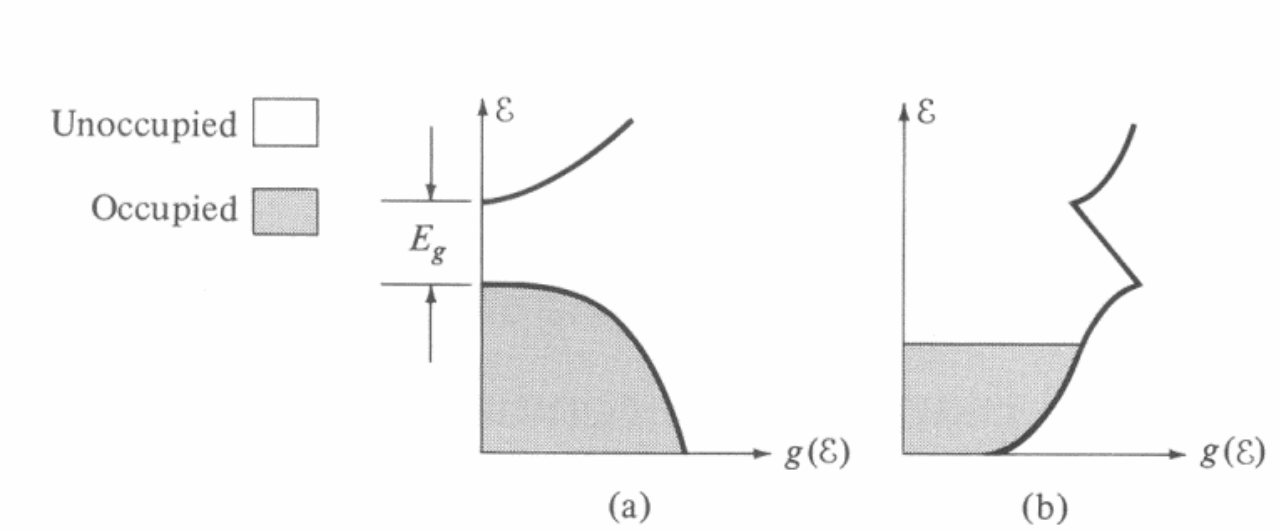
Semicondutores

Introdução

- Vimos que um dado sólido pode apresentar bandas de energia, que podem estar totalmente vazias, totalmente preenchidas ou parcialmente preenchidas.



Introdução

- Isolante em $T = 0$: bandas vazias ou totalmente preenchidas. A última banda preenchida num isolante está separada da banda vazia imediatamente superior por um gap.

- Num isolante, o gap é alto ($\sim > 3$ eV) e a resistividade elétrica também ($\varrho \sim 10^{20}\ \Omega \cdot \mathrm{m}$).

Introdução

- Para gaps da ordem de alguns décimos de eV até ~ 3 eV, temos semicondutores. As resistividades são menores ($\varrho \sim 10^{-5} - 10^{7}\ \Omega \cdot$ m) (para metais, $\varrho \sim 10^{-8} \Omega \cdot$ m).

ENERGY GAPS OF SELECTED SEMICONDUCTORS

MATERIAL	E_g ($T = 300$ K)	E_g ($T = 0$ K)	E_0 (LINEAR EXTRAPOLATION TO $T = 0$)	LINEAR DOWN TO
Si	1.12 eV	1.17	1.2	200 K
Ge	0.67	0.75	0.78	150
PbS	0.37	0.29	0.25	
PbSe	0.26	0.17	0.14	20
PbTe	0.29	0.19	0.17	
InSb	0.16	0.23	0.25	100
GaSb	0.69	0.79	0.80	75
AlSb	1.5	1.6	1.7	80
InAs	0.35	0.43	0.44	80
InP	1.3		1.4	80
GaAs	1.4		1.5	
GaP	2.2		2.4	
Grey Sn	0.1			
Grey Se	1.8			
Te	0.35			
B	1.5			
C (diamond)	5.5			

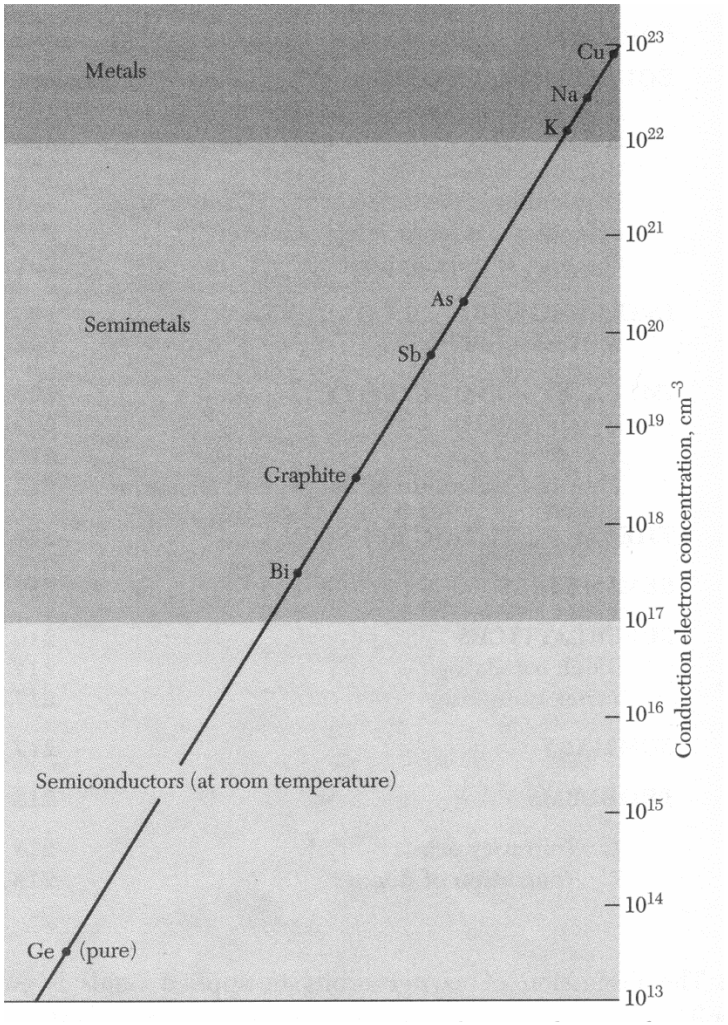
Introdução

- Por causa do gap menor, quando $T \neq 0$ há uma probabilidade de ocupação dos estados maior, de modo que os elétrons que "atravessam" o gap é um pouco maior $\Rightarrow$ material conduz para $T \neq 0$.

Introdução

- Outra grandeza importante é a densidade de portadores.

- Vamos comparar os comportamentos para isolantes e condutores.



Introdução

- Densidade de estados para elétrons livres (3D):

$$\mathcal{D}(\epsilon) = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{V}{4\pi^2}\, \epsilon^{\frac{1}{2}}$$

- $\mathcal{D}(\epsilon)$ fornece o número de estados, mas não diz se ele está ocupado.
- Distribuição de Fermi-Dirac

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} + 1}$$

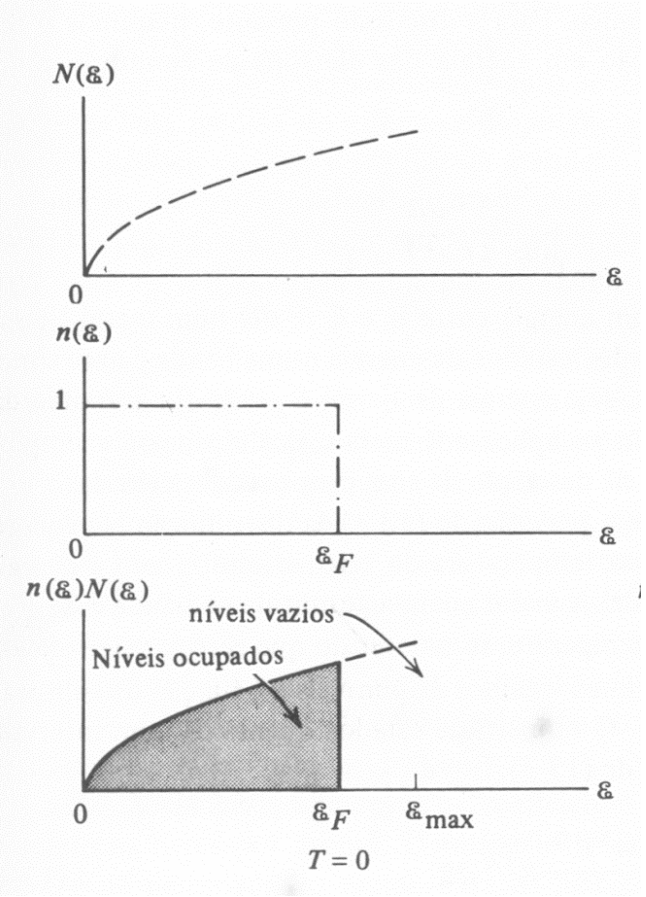
$$f(\epsilon, T = 0) = \begin{cases} 1, & \epsilon < \mu \\ 0, & \epsilon > \mu \end{cases}$$

Introdução

- Número médio de elétrons: $\mathcal{D}(\epsilon)f(\epsilon)$.

- Em metais, $T = 0$: banda semipreenchida.

- Os níveis são preenchidos até uma energia máxima: energia de Fermi E_F.

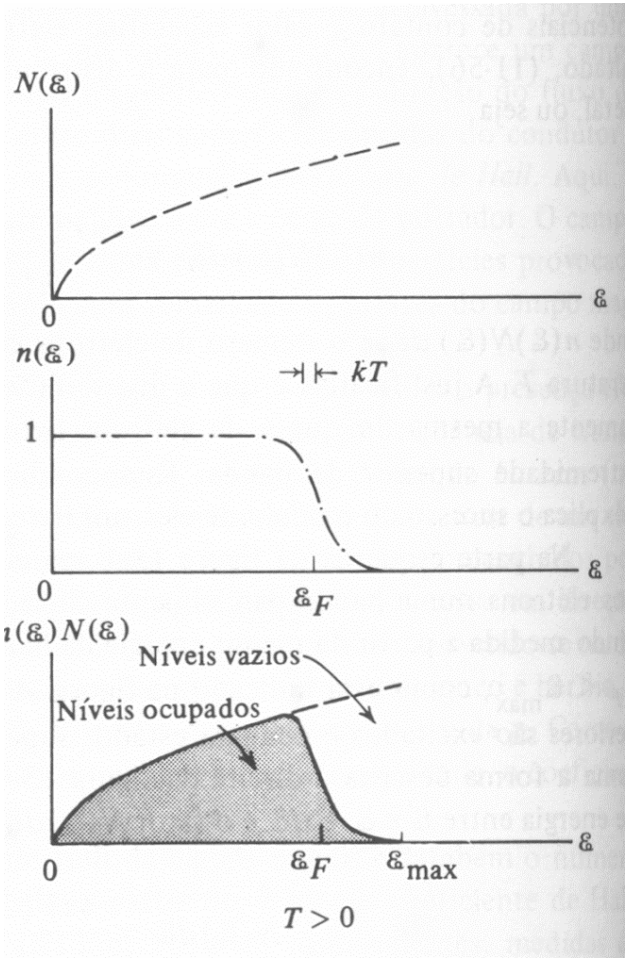


Introdução

- Quando $T \neq 0$: $\mathcal{D}(\epsilon)$ é o mesmo, mas $f(\epsilon)$ muda em torno de $E_F = \mu(T = 0)$, na faixa $\pm 2k_B T$ em torno de E_F.

- Os elétrons excitados termicamente dão origem à corrente elétrica.

- Para metais, ocorre excitação em qualquer T. Estimativa do número relativo de elétrons: $\Delta N_T / N \sim 1\ \%$ ($T = 300$ K, quadro).



Semicondutores

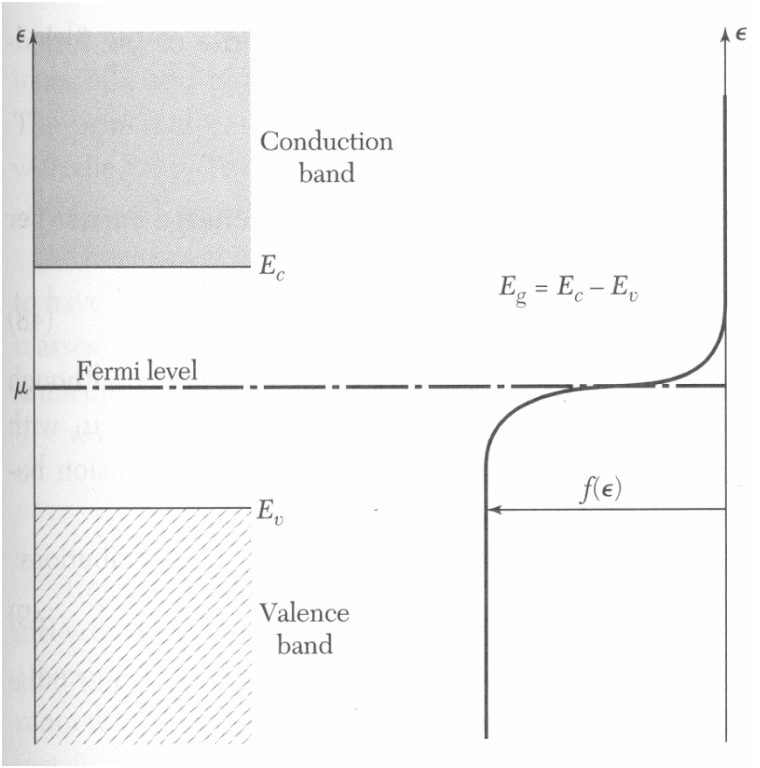
- A ideia é similar para semicondutores e isolantes. As bandas são separadas por um gap.
- Última banda preenchida: banda de valência (BV).
- Banda vazia superior à BV: banda de condução (BC).
- Diferença entre o topo da BV e a base da BC: gap E_g.

Semicondutores

- Potencial químico $\mu(T)$, ou nível de Fermi: próximo ao meio do gap, varia pouco com T (veremos depois).

- $\mu(T)$ regula o fluxo de partículas (Termodinâmica).

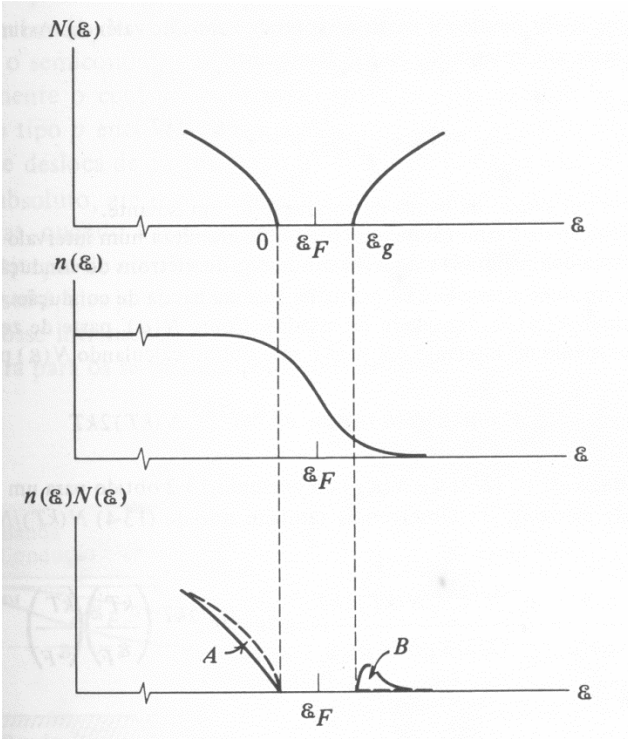
- $\mathcal{D}(\epsilon) = 0$ no gap. Não é dada apenas por $\mathcal{D}(\epsilon) \propto \epsilon^{\frac{1}{2}}$.



Semicondutores

- Para $T = 0$, $f(\epsilon) = 0$ se $\epsilon > \mu(0)$.
- Logo, $f(\epsilon) = 0$ para $\epsilon > E_g$.
- Não há elétrons de condução.

- Para $T > 0$, $f(\epsilon)$ permite alguns elétrons na BC.
- Estimativa ($T = 300$ K, quadro): $\Delta N/N \sim 10^{-52}$, $E_g = 6$ eV. $\Delta N/N \sim 10^{-9}$, $E_g = 1$ eV.



Semicondutores

- Note que, quando T cresce, o número de elétrons excitados termicamente cresce, e a condutividade aumenta.

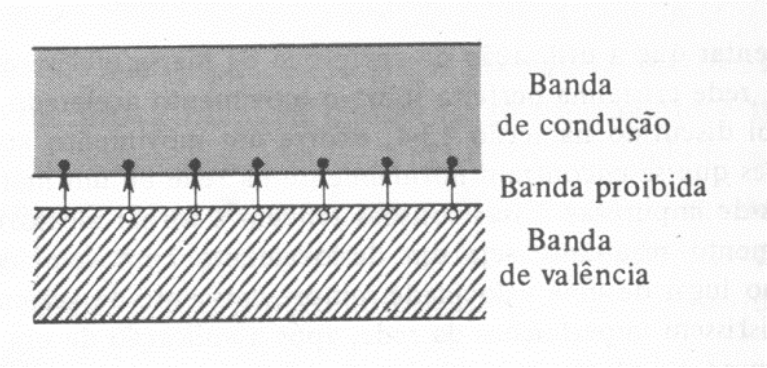
- Esse comportamento é oposto ao exibido por metais, onde ϱ cresce com T (e a condutividade decresce). Em metais,

$$\sigma_{\text{met}} = \frac{e^2}{m}\frac{N}{V}\,\tau_{el}$$

- e τ_{el} diminui com T, pois há mais colisões.
- Semicondutores têm coeficientes de temperatura para a resistividade negativos ⇒ propriedade que os fez se destacarem no séc. XIX.

Semicondutores

- A excitação térmica pode fazer com que elétrons passem da BV para a BC. Essa é a origem da condutividade intrínseca do semicondutor.



- Semicondutor intrínseco: condutividade é dominada por efeitos térmicos.

Semicondutores

- Ao excitar um elétron da BV para a BC, a BV fica com a ausência de um elétron.

- A BV estava totalmente preenchida. Assim, o momento total dela era nulo. Não há movimento ordenado de cargas ao aplicar um campo elétrico fraco ($E_{\text{campo}} \ll k_B T$).

- Com um elétron a menos, o momento total deixa de ser nulo, e torna-se possível alterar estados eletrônicos na BV.

Semicondutores

- A ausência de um elétron se comporta como uma carga positiva, chamada “buraco”.
- O buraco tem carga oposta à do elétron.
- Elétrons no topo da BV têm massas efetivas negativas, pois a BV é côncava para baixo.
- Ausência dos elétrons (buracos) têm massas efetivas positivas.

Semicondutores

- Ao aplicar um campo elétrico sobre os buracos, eles se comportam de maneira “normal” ⇒ movem-se no mesmo sentido que o campo.

- Há outros modos de alterar a condutividade, além do térmico.

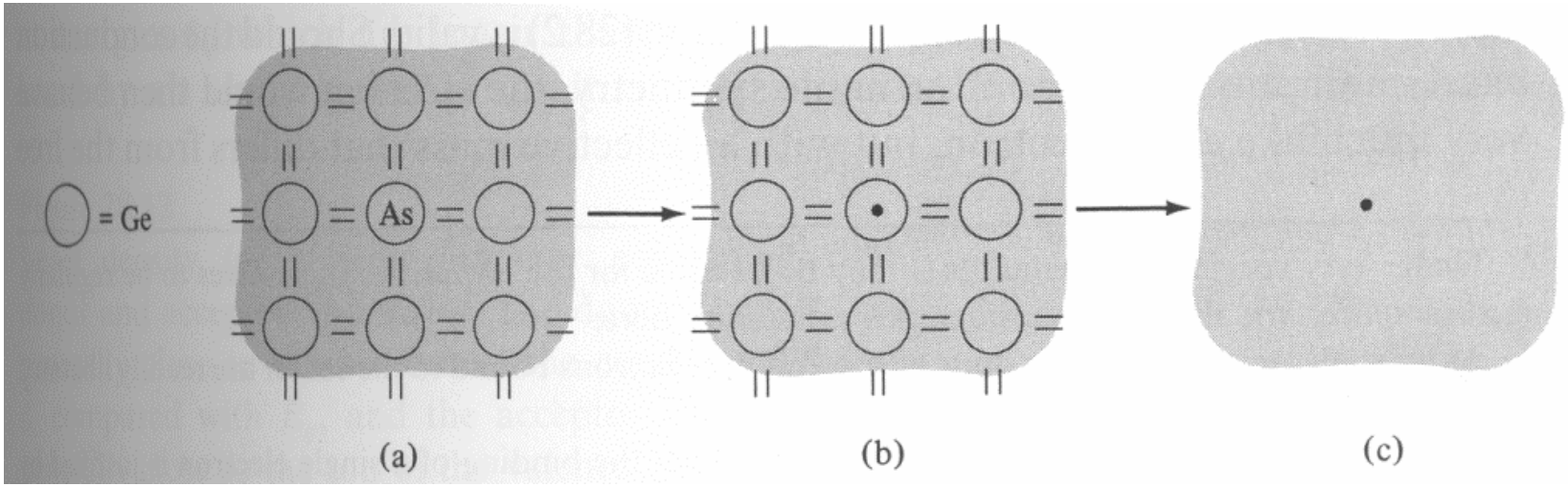
- Incidindo radiação com energia da ordem do gap ou maior, os elétrons da BV podem ser fotoexcitados ⇒ fotocondutividade.

- Semicondutores podem ser usados como fotodetectores.

Semicondutores

- Há outro modo de alterar a condutividade ⇒ impurezas.

- Suponha que uma pequena quantidade de arsênio (As) seja introduzida na rede de germânio (Ge).



Semicondutores

- Ge: tetravalente, As: pentavalente.

- Ao trocar Ge ⇒ As, o As faz 4 ligações com o Ge, e um elétron fica "flutuando" em torno do As.

- O As se comporta como um núcleo com uma carga positiva $+e$, envolto por um elétron "orbitando" esse núcleo ⇒ átomo de hidrogênio, com níveis discretos dentro do gap.

- Há algumas diferenças.

Semicondutores

- O meio blinda a força elétrica ⇒ permissividade elétrica ϵ, e não ϵ_0. Permissividade elétrica relativa ϵ_r.

- A massa do elétron é substituída pela massa efetiva m^*.

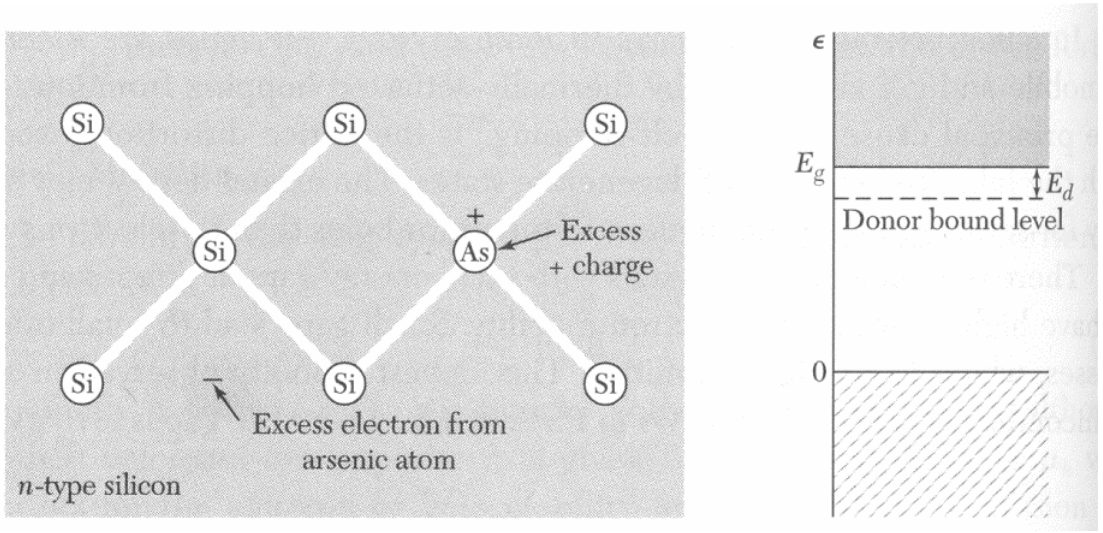
$$E_n^d = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon}\right)^2 \frac{m^* e^4}{2\hbar^2 n^2} = \frac{m^*}{m\epsilon_r^2}\, E_n^H$$

- Estimativa: $E_1^d \sim 0{,}01$ eV, para $m^* = 0{,}2m$, $\epsilon_r = 16$.

Semicondutores

- O pequeno valor da energia dos níveis doadores faz com que seja fácil excitar termicamente os portadores para a BC.

- Os níveis doadores ficam logo abaixo da BC, no nível E_d, abaixo de E_c. As é uma impureza doadora.

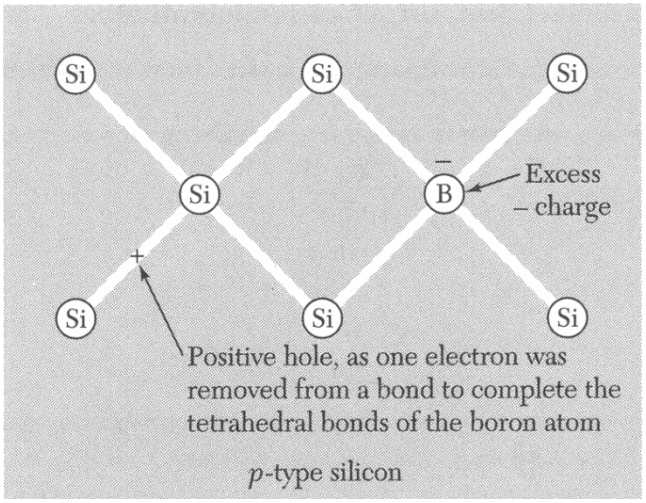


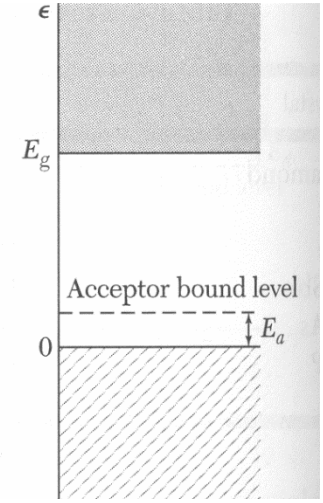
Semicondutores

- Considere a substituição de um Ge por um gálio (Ga).
- Ga: trivalente.
- A ideia é similar, mas agora temos falta de um elétron, e não excesso.
- Há um núcleo de carga $-e$ e um buraco orbitando esse núcleo.
- A situação é simétrica, mas os níveis são próximos à BV.

Semicondutores

- Os níveis são níveis de buracos. Assim, elétrons podem passar da BV para estes níveis aceitadores (de elétrons) por excitação térmica.





- Surge um nível aceitador E_a logo acima de E_v da BV.

Semicondutores

- Quando elétrons passam da BV para um nível aceitador E_a, geram buracos na BV, que podem conduzir.

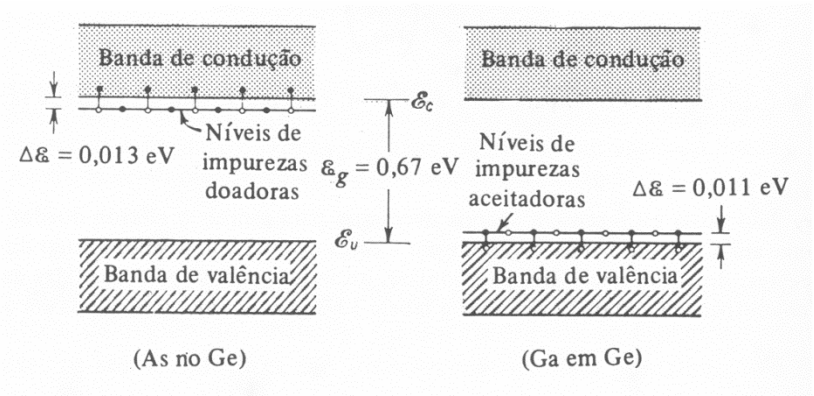
- Ga: impureza aceitadora.

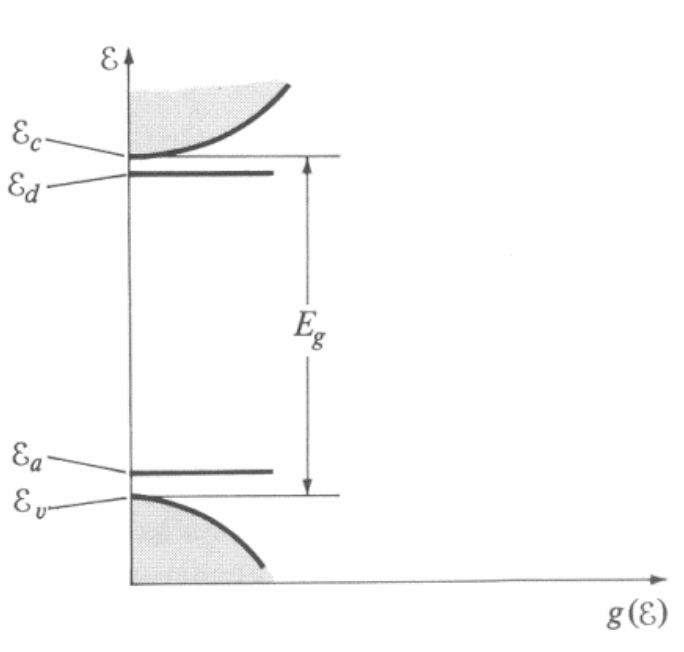
- Semicondutor tipo n (negativo): níveis doadores.

- Semicondutor tipo p (positivo): níveis aceitadores.

Semicondutores

- Representação gráfica:





- Semicondutor extrínseco: semicondutor dopado.

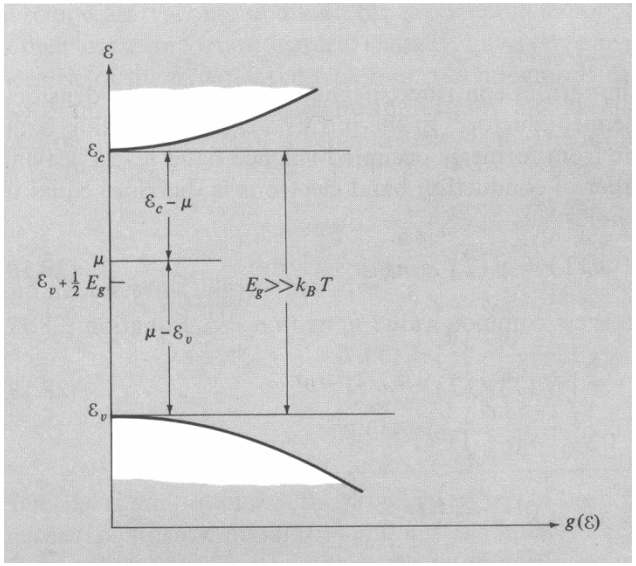
Semicondutores

- Num semicondutor intrínseco (não dopado), o número de estados vazios na BV é igual ao número de elétrons na BC.

- μ (nível de Fermi) fica próximo ao centro do gap.

- Bandas simétricas:

$$\mu(T=0) = E_v + \frac{E_g}{2}$$

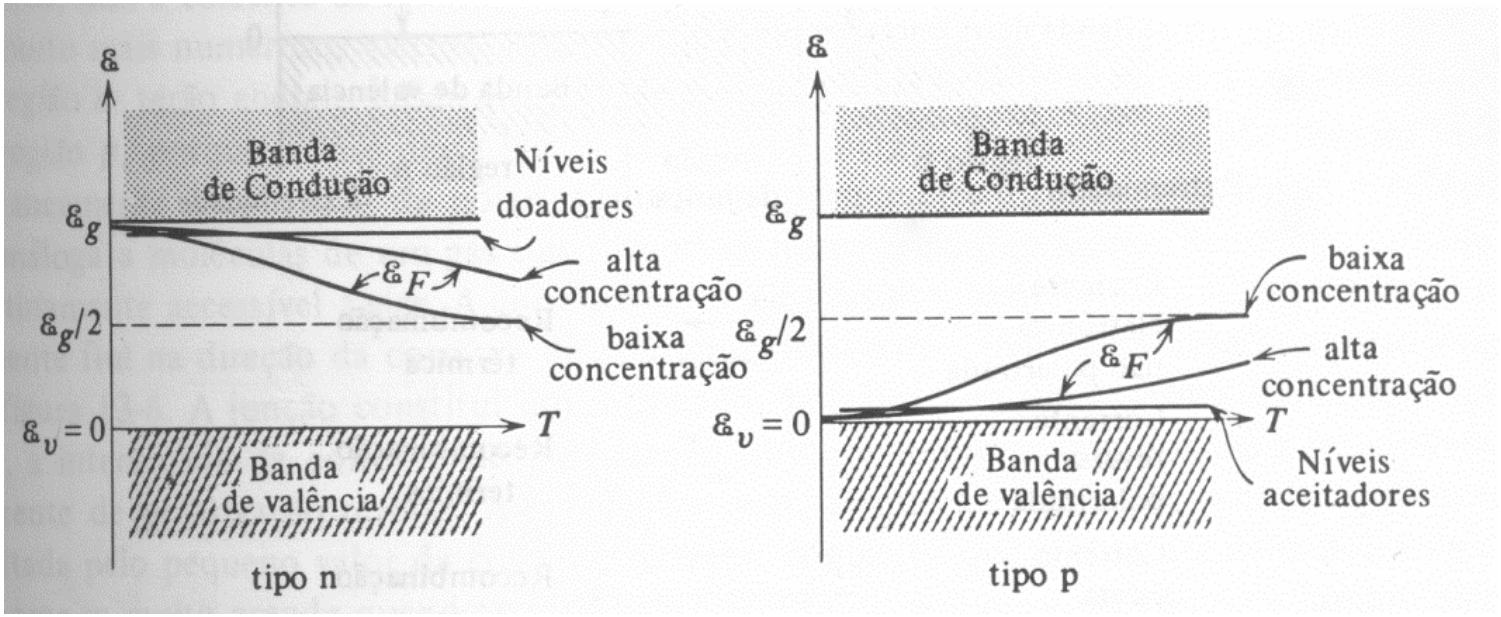


Semicondutores

- Semicondutor extrínseco: situação mais complicada.
- Semicondutor tipo n: em $T = 0$, μ fica entre E_d e E_c. Quando T cresce, elétrons passam de E_d para E_c, e μ cai.
- Quando metade dos elétrons passa de E_d para E_c, $\mu = E_d$.
- Aumentando T, elétrons da BV passam para a BC, e μ cai ainda mais, indo em direção a $E_v + E_g/2$.

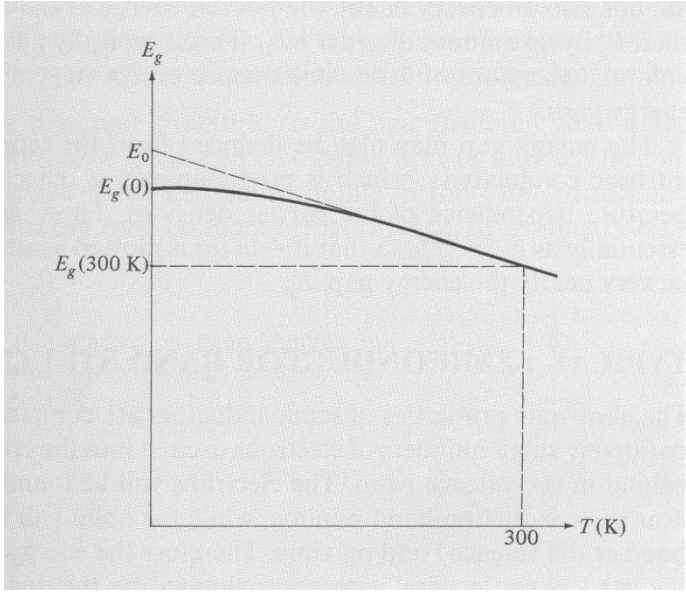
Semicondutores

- Semicondutor tipo p: em $T = 0$, μ fica entre E_v e E_a. Quando T cresce, buracos passam de E_d para E_v, e μ cresce, indo em direção a $E_v + E_g/2$, de forma similar ao que ocorre no tipo n.



Semicondutores

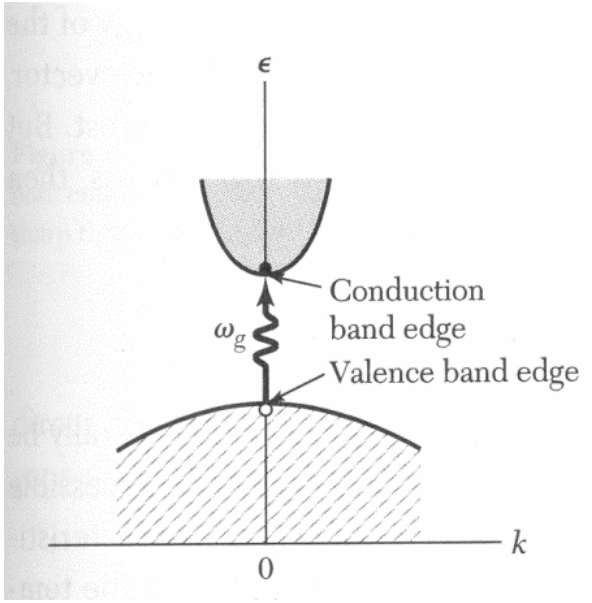
- O próprio gap varia com T:
  - As dimensões da rede se alteram, e, com isso, as bandas e os intervalos entre elas também mudam.
  - A distribuição de fônons varia com T, e isso influi nas bandas.



Semicondutores

- Há dois tipos de gaps:
  - Gap direto: mínimo da BC e máximo da BV ocorrem para o mesmo valor de $\vec{k}$. Assim, eles estão verticalmente alinhados num gráfico $\mathcal{E} \times k$.

- Note que o momento transferido pelo fóton é muito pequeno quando comparado com o do elétron.
- Os vetores $\vec{k}$ para o elétron antes e depois da transição são iguais.

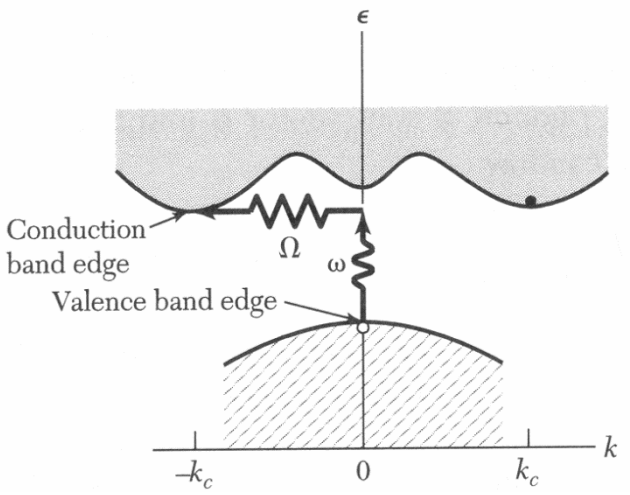


Semicondutores

- Gap indireto: mínimo da BC e máximo da BV ocorrem para valores diferentes de $\vec{k}$.
- Para haver conservação de momento, um fônon deve participar da transição.
- O fônon pode ser absorvido $(+)$ ou criado $(-)$.

$$E_g = \hbar\omega \pm \hbar\Omega$$

$$\vec{k}_c = \vec{k}_i + \vec{q}$$



Semicondutores

- Os níveis de energia importantes em transições eletrônicas são os que ficam próximos ao topo da BV e na base da BC.

- De forma genérica, estas bandas pode ser escritas como

$$\mathcal{E}(\vec{k}) = \mathcal{E}_c + \frac{\hbar^2}{2}\sum_{\mu\nu} k_\mu \left(\widetilde{M}^{-1}\right) k_\nu \quad , \qquad \text{elétrons}$$

$$\mathcal{E}(\vec{k}) = \mathcal{E}_v - \frac{\hbar^2}{2}\sum_{\mu\nu} k_\mu \left(\widetilde{M}^{-1}\right) k_\nu \quad , \qquad \text{buracos}$$

Semicondutores

- $\mathcal{E}_c$: base da BC, $\mathcal{E}_v$: topo da BV.
- $\widetilde{M}$: tensor de massa efetiva. Na forma diagonal, temos

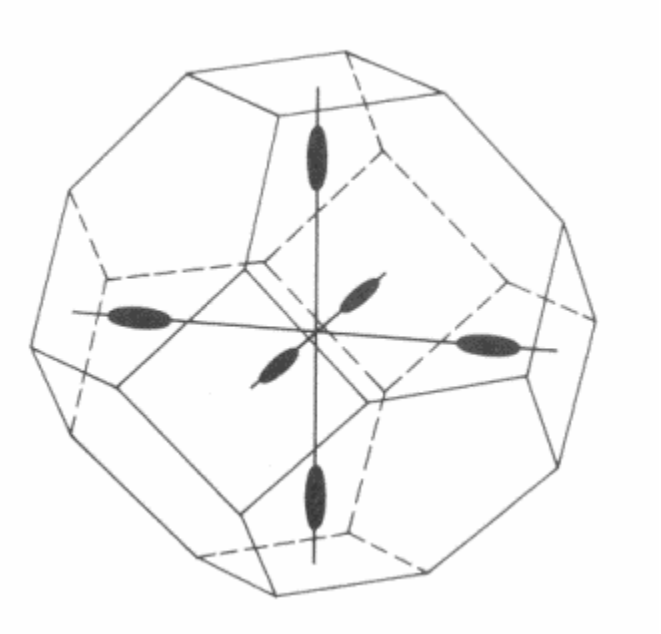
$$\mathcal{E}(\vec{k}) = \mathcal{E}_c + \hbar^2 \left(\frac{k_1^2}{2m_1} + \frac{k_2^2}{2m_2} + \frac{k_3^2}{2m_3} \right) \quad , \qquad \text{elétrons}$$

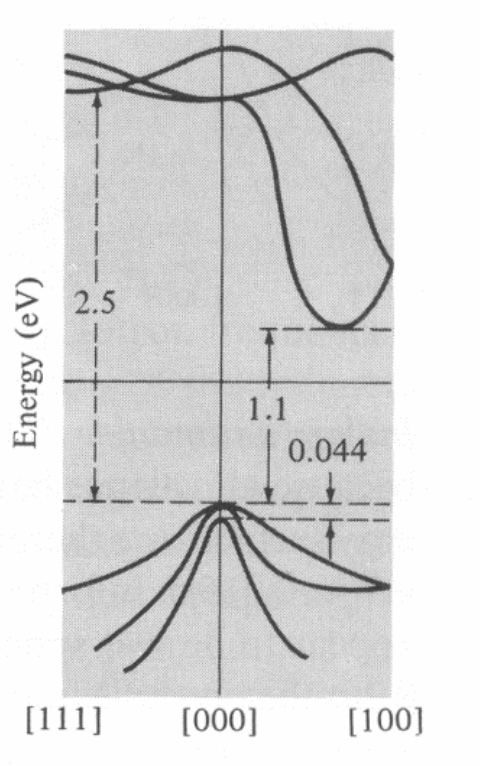
$$\mathcal{E}(\vec{k}) = \mathcal{E}_c - \hbar^2 \left(\frac{k_1^2}{2m_1} + \frac{k_2^2}{2m_2} + \frac{k_3^2}{2m_3} \right) \quad , \qquad \text{buracos}$$

- As bandas são elipsoides de energia constante (em $\vec{k}$).

Semicondutores

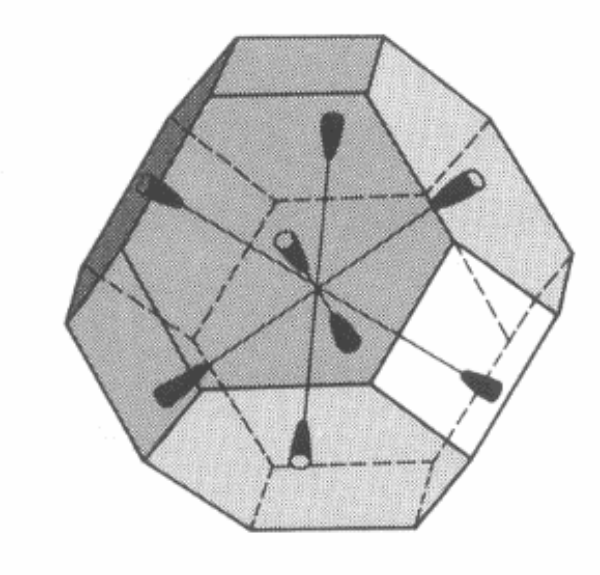
- Si: 6 bandas de condução em $\langle 1\ 0\ 0 \rangle$.
- Bandas de valência degeneradas em $\vec{k} = 0$.

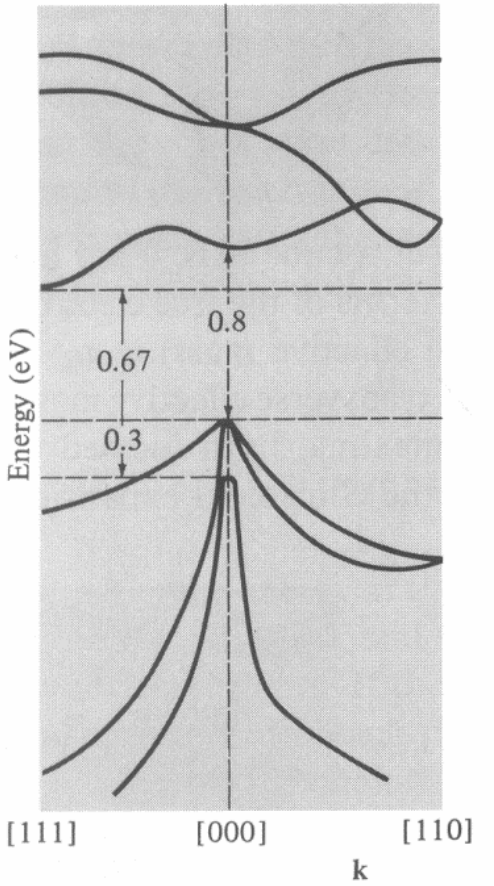




Semicondutores

- Ge





Propriedades dos Buracos

- Buracos: carga oposta à do elétron.
- Vetor de onda do elétron: $\vec{k}_e$. Vetor de onda do buraco (hole):

$$\boxed{\vec{k}_h = -\vec{k}_e}$$

- Nível de energia zero no topo da BV. Elétrons nela têm energias negativas. Assim, a energia do buraco é

$$\boxed{\epsilon_h(\vec{k}_h) = -\epsilon_e(\vec{k}_e)}$$

Propriedades dos Buracos

- Velocidade do buraco:

$$\vec{v}_h = \vec{v}_e \;\Rightarrow\; \nabla_h \epsilon_h(\vec{k}_h) = \nabla_e \epsilon_e(\vec{k}_e)$$

- Massa efetiva:

$$m_h^* = -m_e^*$$

- Equação de movimento sob campo eletromagnético:

$$\hbar \frac{d\vec{k}_h}{dt} = e\left(\vec{E} + \vec{v}_h \times \vec{\mathcal{B}}\right)$$

Propriedades dos Buracos

- Densidade de corrente:
  - elétrons na BC: $\vec{J}_e$
  - buracos na BV: $\vec{J}_h$
  - as duas orientam-se no mesmo sentido

- Notar que $\boxed{\vec{J} = \sigma \vec{E}}$ $\boxed{\vec{J} = \varrho \vec{v}}$ $\boxed{\varrho = \frac{N}{V} Q = nQ}$ $\boxed{Q = \pm e}$

- É importante poder determinar $n \Rightarrow$ efeito Hall.

Efeito Hall

- Na presença de um campo magnético, temos

$$\vec{J} = \overleftrightarrow{\sigma}(\vec{\mathcal{B}}) \cdot \vec{E}$$

- ou, reescrevendo,

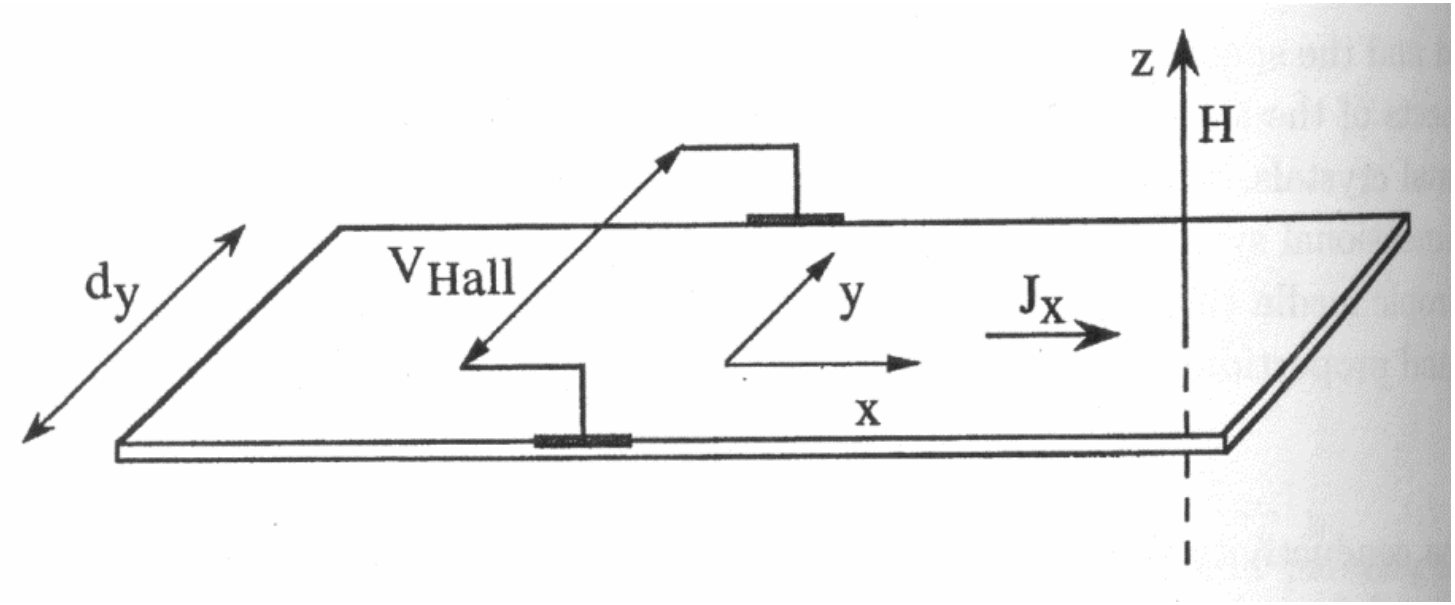
$$\vec{E} = \overleftrightarrow{r}(\vec{\mathcal{B}}) \cdot \vec{J}$$

- $\overleftrightarrow{r}$: tensor resistividade elétrica

$$r_{ij} = (\overleftrightarrow{\sigma}^{-1})_{ij}$$

Efeito Hall

- Para determinar r_{ij}, usa-se a configuração abaixo, chamada configuração padrão.



Efeito Hall

- Na situação estacionária $J_y = 0$. Assim,

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{yx} & r_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Desenvolvendo,

$$E_x = r_{xx}(\mathcal{B})J_x \ , \qquad E_y = r_{yx}(\mathcal{B})J_x$$

- Magnetoresistividade longitudinal:

$$r_{xx}(\mathcal{B}) = \frac{E_x}{J_x}$$

Efeito Hall

- Magnetoresistividade transversal (resistividade Hall):

$$r_{yx}(\mathcal{B}) = \frac{E_y}{J_x}$$

- Coeficiente Hall:

$$R_H = \frac{r_{yx}}{\mathcal{B}} = \frac{E_y}{J_x \mathcal{B}}$$

- Tensão Hall:

$$V_H = Y E_y$$

Efeito Hall

- Modelo 1:
  - um tipo de portador (elétrons), banda isotrópica, densidade numérica n e massa efetiva m^*.
  - meio dissipativo: modelado por um tempo de relaxação τ.

- Equação de movimento:

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{\mathcal{B}} - \frac{m^*}{\tau}\vec{v}$$

Efeito Hall

- Situação estacionária: $\frac{d\vec{v}}{dt} = 0$

$$\boxed{\vec{v} = -\frac{e\tau}{m^*}\vec{E} - \frac{e\tau}{m^*}\vec{v} \times \vec{\mathcal{B}}}$$

- Frequência cíclotron:

$$\boxed{\omega_c = \frac{e\mathcal{B}}{m^*}}$$

Efeito Hall

- Desenvolvendo, chega-se a (quadro):

$$J_x = \frac{ne^2\tau}{m^*}\frac{E_x - \omega_c\tau E_y}{1+\omega_c^2\tau^2} \qquad J_y = \frac{ne^2\tau}{m^*}\frac{\omega_c\tau E_x + E_y}{1+\omega_c^2\tau^2}$$

- Então:

$$\overleftrightarrow{r}(\mathcal{B}) = \frac{m^*}{ne^2\tau}\begin{pmatrix} 1 & \omega_c\tau \\ -\omega_c\tau & 1 \end{pmatrix}$$

Efeito Hall

- Magnetoresistividade longitudinal:

$$r_{xx} = \frac{m^*}{ne^2\tau}$$

- Magnetoresistividade transversal:

$$r_{yx} = -\frac{\mathcal{B}}{ne}$$

- Coeficiente Hall:

$$R_H = -\frac{1}{ne}$$

Efeito Hall

- Modelo 2: dois portadores:
  - elétrons: massa efetiva $m_1 = m_1^*$, densidade numérica n, tempo de relaxação τ_1, frequência cíclotron ω_1.
  - buracos: massa efetiva $m_2 = m_2^*$, densidade numérica p, tempo de relaxação τ_2, frequência cíclotron ω_2.

Efeito Hall

- Magnetocondutividade: soma das duas contribuições:

$$\overleftrightarrow{\sigma}(\mathcal{B}) = \begin{pmatrix} A_1 & -C_1 \\ C_1 & A_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_2 & -C_2 \\ C_2 & A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 + A_2 & -C_1 - C_2 \\ C_1 + C_2 & A_1 + A_2 \end{pmatrix}$$

- onde:

$$A_i = \frac{\sigma_i}{1 + \omega_i^2 \tau_i^2}$$

$$C_i = \frac{\sigma_i \omega_i \tau_i}{1 + \omega_i^2 \tau_i^2}$$

$$\sigma_i = \frac{n_i e^2 \tau_i}{m_i}$$

$$\omega_i = \frac{e\mathcal{B}}{m_i}$$

Efeito Hall

- Magnetoresistividade longitudinal:

$$r_{xx}(\mathcal{B}) = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1\omega_2^2\tau_2^2 + \sigma_2\omega_1^2\tau_1^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + (\sigma_1\omega_2\tau_2 - \sigma_2\omega_1\tau_1)^2}$$

- Se $\mathcal{B} = 0$, $\omega_1 = \omega_2 = 0$, e

$$r_{xx}(\mathcal{B} = 0) = \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2}$$

- Note que $r_{xx}(\mathcal{B}) > r_{xx}(0)$ para qualquer $\mathcal{B} \neq 0$.

Efeito Hall

- Se ocorrer $\boxed{\sigma_1\omega_2\tau_2 = \sigma_2\omega_1\tau_1}$
- temos $\boxed{n = p}$
- Nesse caso, $r_{xx} \to \infty$ se $\mathcal{B} \to \infty$. Se $n \neq p$, r_{xx} satura quando $\mathcal{B} \to \infty$.

Efeito Hall

- Para a magnetoresistividade transversal, temos

$$r_{yx} = \frac{\sigma_2\omega_2\tau_2(1+\omega_1^2\tau_1^2) - \sigma_1\omega_1\tau_1(1+\omega_2^2\tau_2^2)}{(\sigma_1+\sigma_2)^2 + (\sigma_1\omega_2\tau_2 - \sigma_2\omega_1\tau_1)^2}$$

- Quando $\mathcal{B} \to \infty$, temos (verificar)

$$r_{yx} = \frac{\mathcal{B}}{(p-n)e}$$

- e o coeficiente Hall fica

$$R_H = \frac{1}{(p-n)e}$$

Efeito Hall Quântico

- Em condutores bidimensionais, em baixas temperaturas e campos magnéticos intensos, ocorre o efeito Hall quântico.

- Curva da resistividade Hall (r_{yx}) em função de $\mathcal{B}$ exibe platôs que são múltiplos de

$$\boxed{\frac{h}{e^2} = 25812{,}806\ \Omega}$$

- Correspondentemente, $r_{xx} = 0$ nesses platôs.

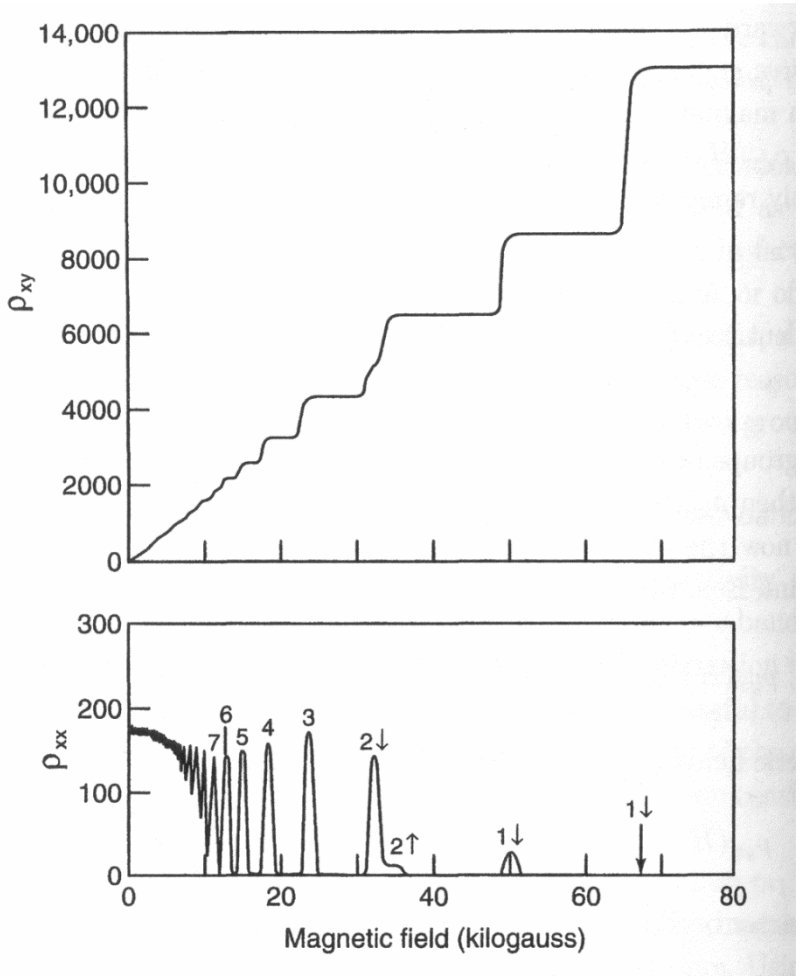
Efeito Hall Quântico

- Os valores de r_{yx} são dados por

$$\boxed{r_{yx} = \frac{h}{e^2}\frac{1}{\ell}}$$

- $\ell \in \mathbb{Z}$: efeito Hall quântico usual.

- $\ell = \frac{P}{Q}$, onde $P, Q \in \mathbb{Z}$, Q ímpar: efeito Hall quântico fracionário.



Portadores em função de T

- Queremos o número de portadores por volume em função de T. Impurezas influenciam nos valores, mas é possível obter resultados gerais, que não dependem disso.

- Na BC, temos n_c elétrons por volume e densidade de estados por volume $g_c(\epsilon) = \frac{\mathcal{D}_c}{V}$. Então,

$$n_c(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} g_c(\epsilon) \frac{1}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} + 1} \, d\epsilon$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Na BV, temos p_v buracos por volume e densidade de estados por volume $g_v(\epsilon) = \frac{\mathcal{D}_v}{V}$. Então,

$$\boxed{p_v(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} g_v(\epsilon) \frac{1}{e^{\beta(\mu-\epsilon)} + 1} \, d\epsilon}$$

- μ é influenciado pelas impurezas. Para conhecer μ, é preciso ter informações sobre elas.

Portadores em função de T

- Se ocorrer

$$\epsilon_c - \mu \gg k_B T$$
$$\mu - \epsilon_v \gg k_B T$$

- é possível obter resultados importantes sem conhecer μ precisamente.

- Se essa condição é válida, temos um semicondutor não degenerado. Se não é valida, então o semicondutor é degenerado, e não é possível usar os resultados abaixo.

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Considerando a condição de não degenerescência, temos (quadro):

$$n_c(T) = e^{-\beta(\epsilon_c-\mu)} \int_{\epsilon_c}^{\infty} g_c(\epsilon) e^{-\beta(\epsilon-\epsilon_c)}\, d\epsilon$$

- Definimos

$$N_c(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} g_c(\epsilon) e^{-\beta(\epsilon-\epsilon_c)}\, d\epsilon$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Então:

$$n_c(T) = e^{-\beta(\epsilon_c - \mu)} N_c(T)$$

- De forma similar, temos

$$P_v(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} g_v(\epsilon) e^{-\beta(\epsilon_v - \epsilon)}\, d\epsilon$$

- e

$$p_v(T) = e^{-\beta(\mu - \epsilon_v)} P_v(T)$$

Portadores em função de T

- As energias envolvidas para os elétrons e buracos são da ordem de $k_B T$. Com isso, é possível escrever

$$g_i(\epsilon) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_i}{\hbar^2}\right)^{3/2}\sqrt{|\epsilon - \epsilon_i|}$$

- e, considerando as bandas com forma parabólica em torno da base da BC e do topo da BV, temos, para a BC,

$$\epsilon_k = \epsilon_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}$$

Portadores em função de T

- Com isso, achamos (quadro)

$$N_c(T) = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_c}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2}$$

- e

$$P_v(T) = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_v}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2}$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Então, obtemos

$$n_c(T) = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_c}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-\beta(\epsilon_c-\mu)}$$

- e

$$p_v(T) = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_v}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-\beta(\mu-\epsilon_v)}$$

Portadores em função de T

- A partir disso, obtemos

$$n_c(T)p_v(T) = N_c(T)P_v(T)e^{-\beta E_g}$$

- que é a lei de ação de massas.

- Para semicondutor intrínseco,

$$n_c(T) = p_v(T) = n_i(T)$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Então,

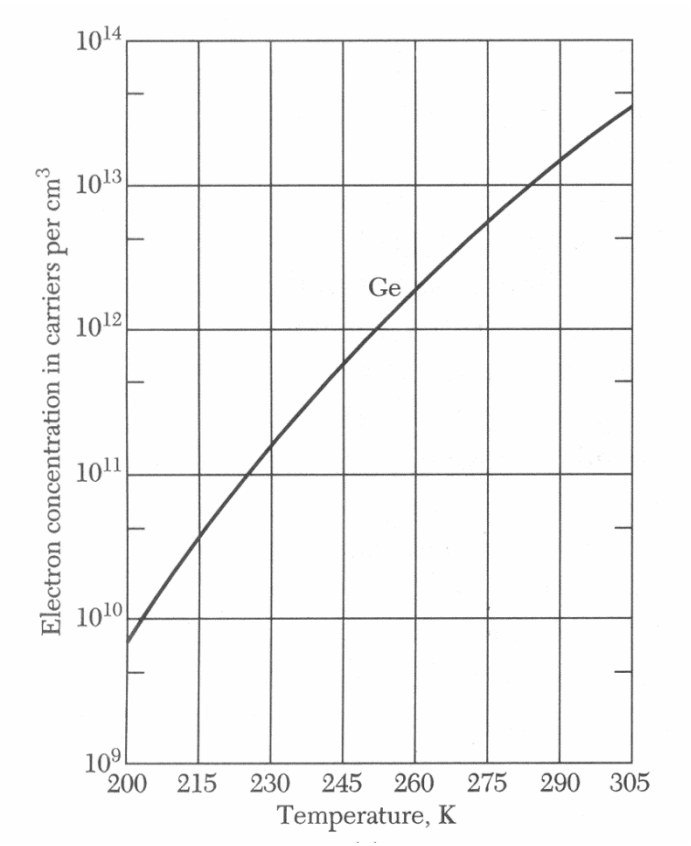
$$n_i(T) = \frac{1}{4}\left(\frac{2}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2}(m_c m_v)^{3/4} e^{-\beta E_g/2}$$

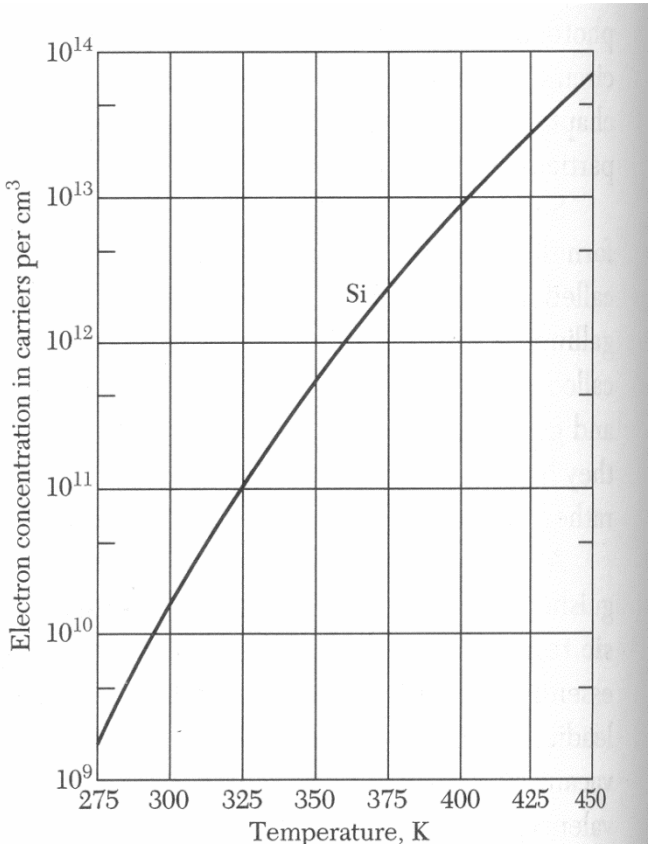
- Além disso, achamos também (quadro)

$$\mu(T) = \epsilon_v + \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4}k_B T \ln\left(\frac{m_v}{m_c}\right)$$

Portadores em função de ***T***

- Ex.:





Portadores em função de T

- Semicondutor extrínseco:

$$n_c - p_v = \Delta n \ (\neq 0)$$

- Lei de ação de massas é válida, e escrevemos

$$n_c(T)p_v(T) = n_i^2$$

- Desenvolvendo, chegamos a (quadro)

$$\begin{pmatrix} n_c \\ p_v \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{(\Delta n)^2 + 4n_i^2}}{2} \pm \frac{\Delta n}{2}$$

Portadores em função de T

- Obtemos, também,

$$\boxed{\frac{\Delta n}{n_i} = 2\sinh[\beta(\mu - \mu_i)]}$$

- que indica qual a importância das impurezas para o número de portadores.

- Note que $\boxed{\begin{aligned}\epsilon_c - \mu_i &\gg k_B T \\ \mu_i - \epsilon_v &\gg k_B T\end{aligned}}$

- $\Delta n/n_i$ só é apreciável quando μ não é comparável a μ_i.

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Semicondutor não degenerado: $\mu \sim O(\mu_i)$ e $\frac{\Delta n}{n_i} \ll 1 \Rightarrow$ níveis de impurezas não são importantes.

- Nesse caso,

$$\boxed{\begin{pmatrix} n_c \\ p_v \end{pmatrix} = \frac{|\Delta n|}{2} + \frac{n_i^2}{(\Delta n)^2} \pm \frac{\Delta n}{2}}$$

- A concentração do portador majoritário é $\left(\frac{\Delta n}{n_i}\right)^2$ vezes maior que a do outro portador.

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Se $\Delta n > 0$, $n_c \gg p_v$, e temos um semicondutor tipo n (excesso de elétrons).

- Se $\Delta n < 0$, $p_v \gg n_c$, e o semicondutor é tipo p (excesso de buracos).

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Vamos agora estimar a influência de T nos níveis das impurezas.
- Os níveis das impurezas doadoras ficam em ϵ_d, logo abaixo de ϵ_c. Os níveis aceitadores ficam em ϵ_a, logo acima de ϵ_v.
- Há N_d impurezas doadoras por volume, e N_a impurezas aceitadoras por volume.
- Portadores em níveis de impurezas não interagem (hipótese).

Portadores em função de T

- Cada nível doador pode estar vazio, ter um elétron ou dois elétrons. Essa última configuração tem energia muito alta, e é pouco provável.

- Número médio de ocupação de um nível qualquer (Termodinâmica: grande-canônico)

$$\langle n \rangle = \frac{\sum N_j e^{-\beta(E_j - \mu N_j)}}{\sum e^{-\beta(E_j - \mu N_j)}}$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Para um dado nível doador, temos $N_j = 0$ ou $N_j = 1$ (↑ ou ↓).

$$\langle n \rangle = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{\beta(\epsilon_d - \mu)}}$$

- Assim, o número médio de elétrons nos níveis doadores é

$$n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} e^{\beta(\epsilon_d - \mu)}}$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Para os níveis aceitadores, a ideia é similar, trocando-se elétrons por buracos. Assim,

$$p_a = \frac{N_a}{1 + \frac{1}{2} e^{\beta(\mu - \epsilon_a)}}$$

- Queremos generalizar a condição $n_c = p_v$ válida para equilíbrio térmico em semicondutores intrínsecos.

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Conservação de carga:

$$n_c + n_d - (p_v + p_a) = N_d - N_a$$

- Condição para semicondutor não degenerado:

$$\epsilon_d - \mu \gg k_B T$$
$$\mu - \epsilon_a \gg k_B T$$

Portadores em função de T

- Se esta condição é verificada, ocorre

$$n_d \ll N_d \ , \qquad p_a \ll N_a$$

- Assim, praticamente todos os níveis de impurezas estão ionizados (vazios – doadores, com elétrons – aceitadores).

- Conservação de carga fica

$$n_c + n_d = N_d - N_a = \Delta n$$

Portadores em função de T

- Então,

$$\begin{pmatrix} n_c \\ p_v \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\left[(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2\right]^{1/2} \pm \frac{1}{2}(N_d - N_a)$$

- e

$$\frac{N_d - N_a}{n_i} = 2\sinh[\beta(\mu - \mu_i)]$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Regime intrínseco: $n_i \gg |N_d - N_a|$:

$$\boxed{\begin{pmatrix} n_c \\ p_v \end{pmatrix} = n_i \pm \frac{1}{2}(N_d - N_a)}$$

- Regime extrínseco: $n_i \ll |N_d - N_a|$:

$$\boxed{\begin{pmatrix} n_c \\ p_v \end{pmatrix} = \frac{1}{2}|N_d - N_a| + \frac{n_i^2}{(N_d - N_a)^2}|N_d - N_a| \pm \frac{1}{2}(N_d - N_a)}$$

Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Se $N_d > N_a$:

$$n_c = N_d - N_a \ , \qquad p_v = \frac{n_i^2}{N_d - N_a}$$

- Se $N_d < N_a$:

$$n_c = \frac{n_i^2}{N_a - N_d} \ , \qquad p_v = N_a - N_d$$

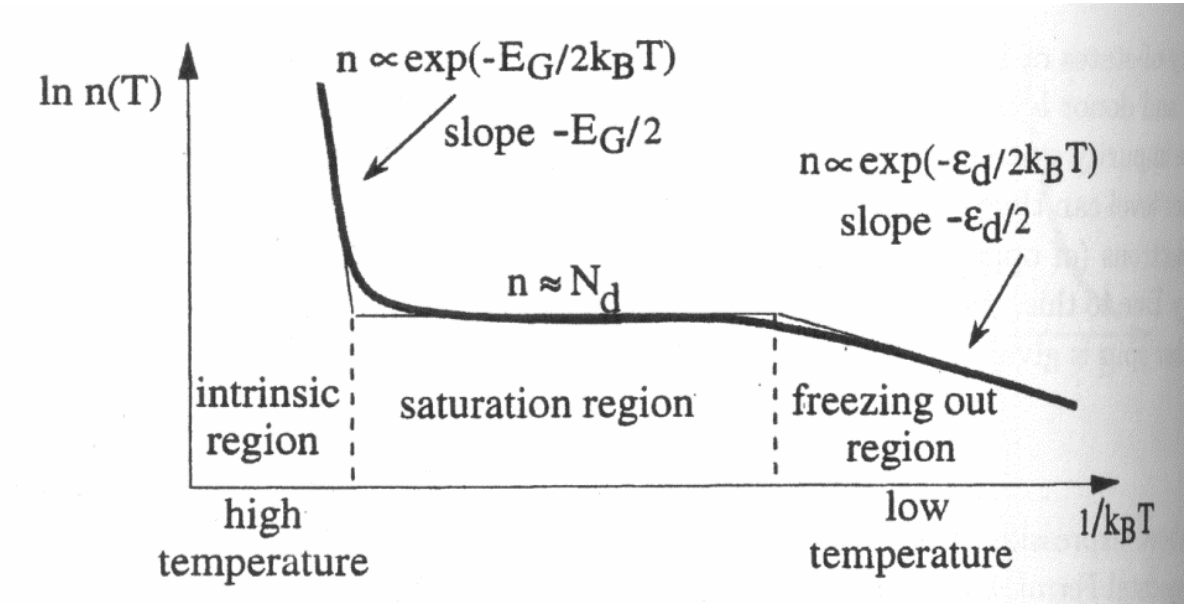
Portadores em função de $\boldsymbol{T}$

- Em baixas temperaturas, ou para altas concentrações de impurezas, uma das frações $\frac{n_d}{N_d}$ ou $\frac{p_a}{N_a}$ (não ambas) pode deixar de ser desprezível ⇒ nível não está totalmente ionizado.

- A densidade de portadores dominante diminui com T.

Portadores em função de T

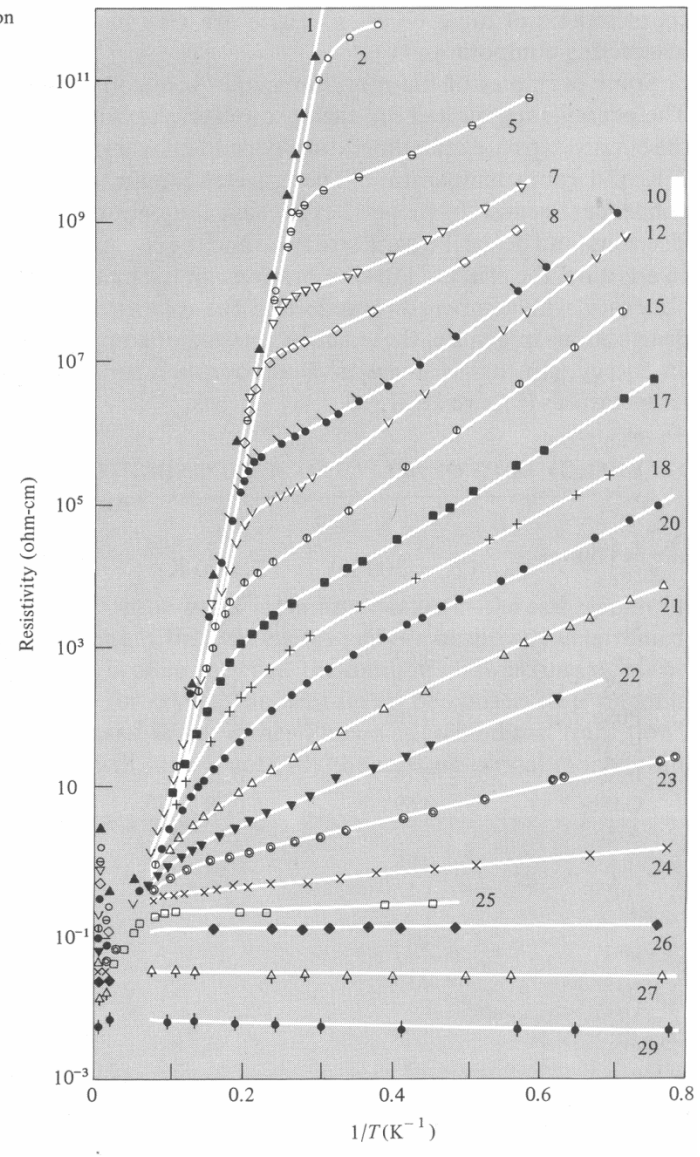
- Outro efeito em T baixa é a possibilidade de ocorrer tunelamento entre os níveis de impurezas, por causa da superposição das funções de onda ⇒ *hopping*.



Portadores em função de T

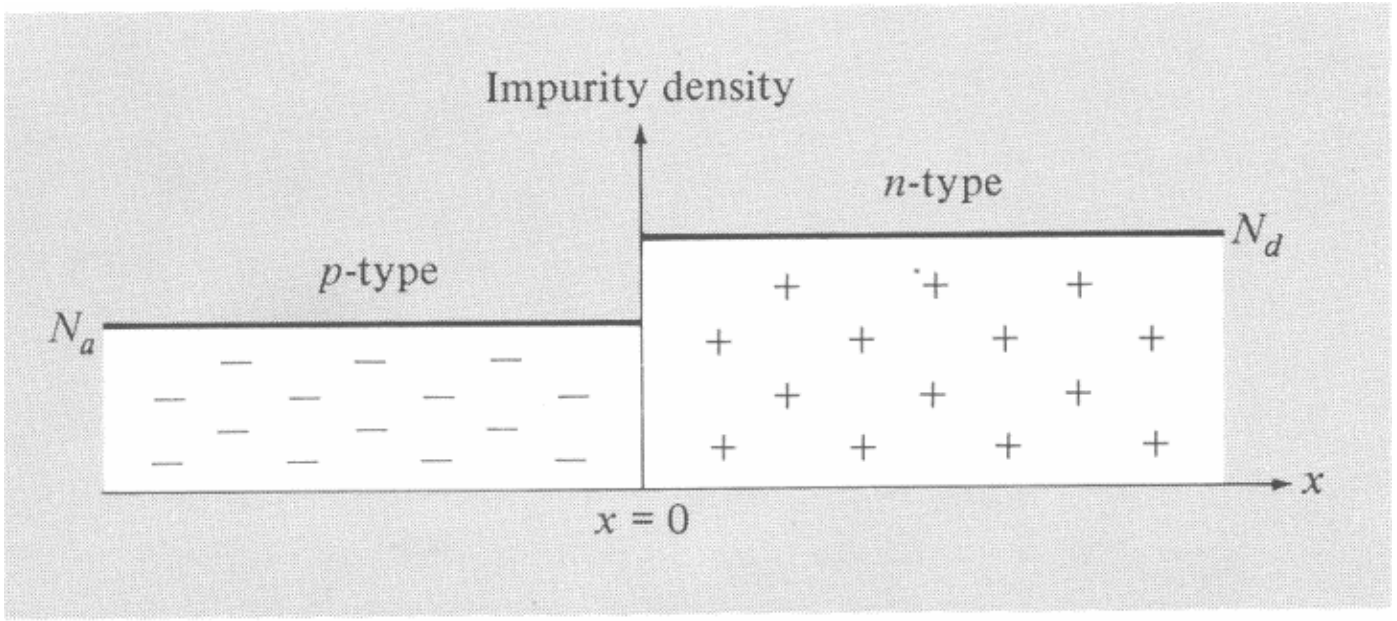
Ge dopado com Sb

Specimen	Donor concentration (cm^{-3})
1	5.3×10^{14}
2	9.3×10^{14}
5	1.6×10^{15}
7	2.3×10^{15}
8	3.0×10^{15}
10	5.2×10^{15}
12	8.5×10^{15}
15	1.3×10^{16}
17	2.4×10^{16}
18	3.5×10^{16}
20	4.5×10^{16}
21	5.5×10^{16}
22	6.4×10^{16}
23	7.4×10^{16}
24	8.4×10^{16}
25	1.2×10^{17}
26	1.3×10^{17}
27	2.7×10^{17}
29	9.5×10^{17}



Junção $\boldsymbol{pn}$

- Vamos agora investigar um dispositivo formado por semicondutores: junção *pn*.



Junção $\boldsymbol{pn}$

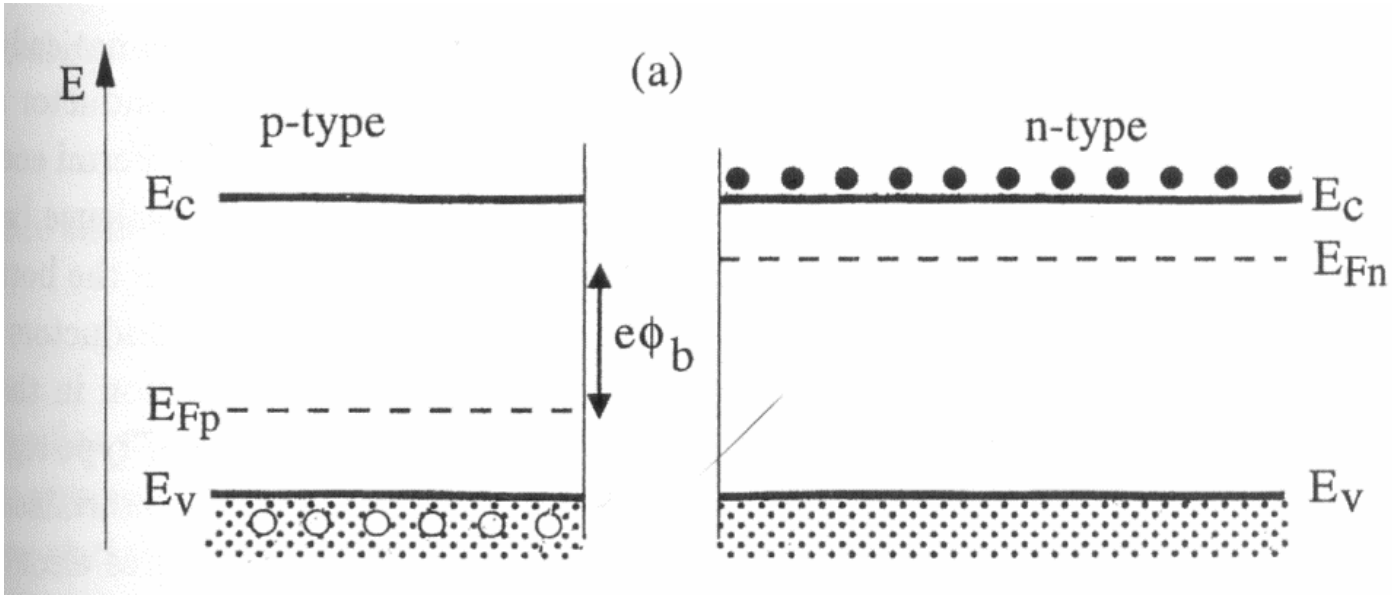
- Hipóteses:
  1. Semicondutor tipo *n*: apenas níveis doadores, tipo *p*: apenas níveis aceitadores.
  2. 1D (direção *x*).
  3. Junção ocorre em $x = 0$. Região de depleção: $-d_p < x < d_n$.
  4. Impurezas tipo *n*: densidade $N_a(x)$. Tipo *p*: densidade $N_d(x)$.
  5. Densidades dadas por

$$N_d(x) = \begin{cases} N_d\,, & x > 0 \\ 0\,, & x < 0 \end{cases} \qquad N_a(x) = \begin{cases} 0, & x > 0 \\ N_a, & x < 0 \end{cases}$$

  6. Impurezas ionizadas ⇒ saturação longe da junção.

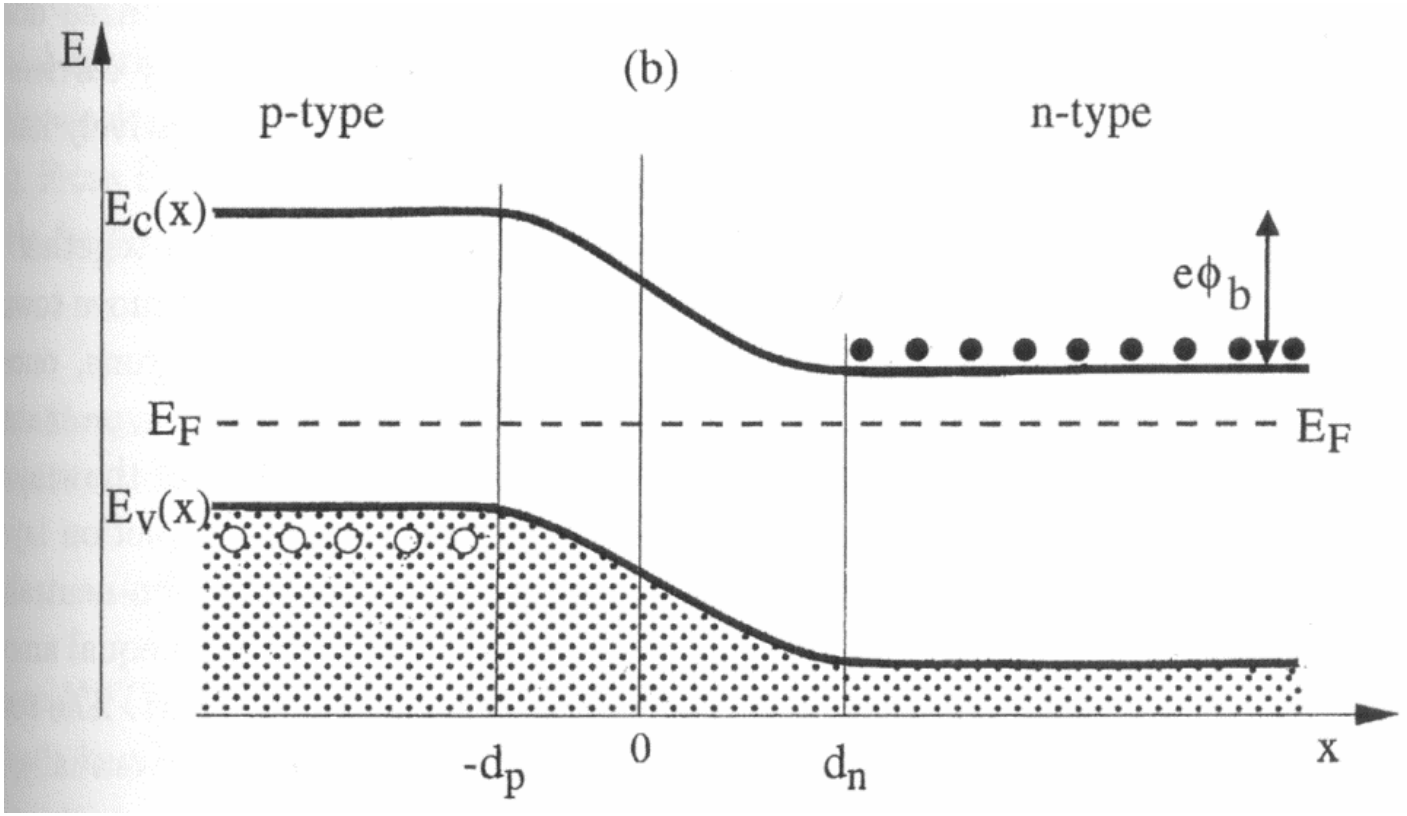
Junção $\boldsymbol{pn}$

- Considere os semicondutores separados:
  - Tipo n: μ entre E_c e E_d.
  - Tipo p: μ entre E_v e E_a.
  - Diferença: $e\Delta\phi$.



Junção $\boldsymbol{pn}$

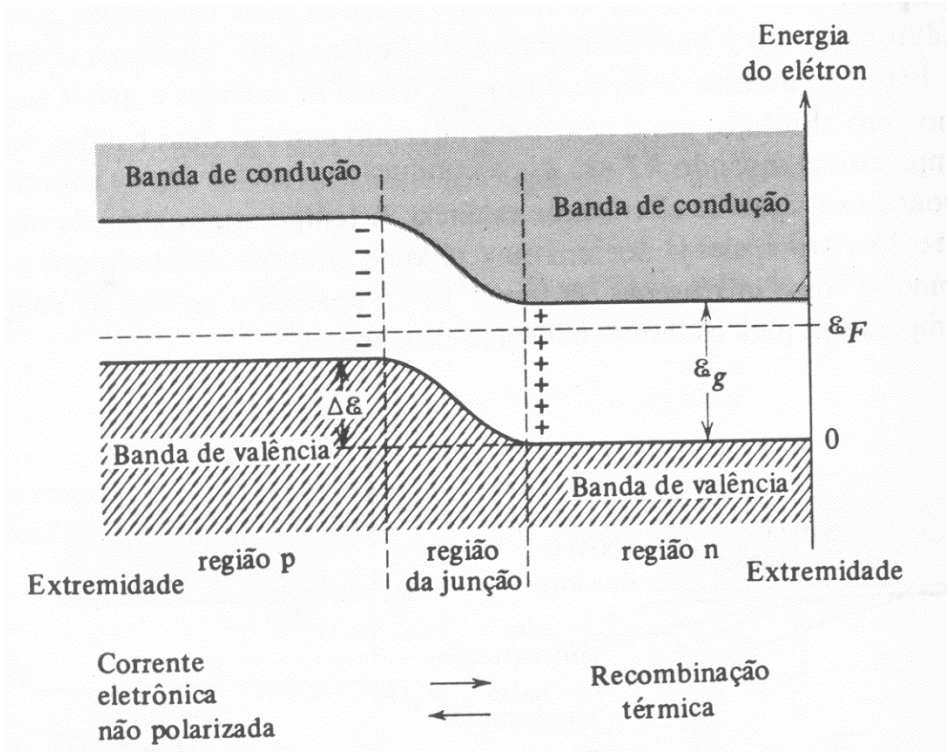
- Colocando os semicondutores em contato:



Junção pn

- A diferença no potencial químico gera fluxo de elétrons do lado n para o p.

- O lado p fica negativo na região da junção. O lado n fica positivo.
- Surge campo elétrico na junção.
- BV e BC na região p são mais altos que na região n. Diferença: $e\Delta\phi$.



Junção $\boldsymbol{pn}$

- O campo elétrico orienta-se de $n \rightarrow p$. O potencial elétrico correspondente aumenta de $p \rightarrow n$.

- Eles aparecem numa região chamada de região de depleção. Fora dela o potencial é constante e o campo é nulo.

- Em geral, há circulação de cargas nos dois sentidos.

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Num dado instante, algum elétron da BV na região p é excitado termicamente à BC da região p.

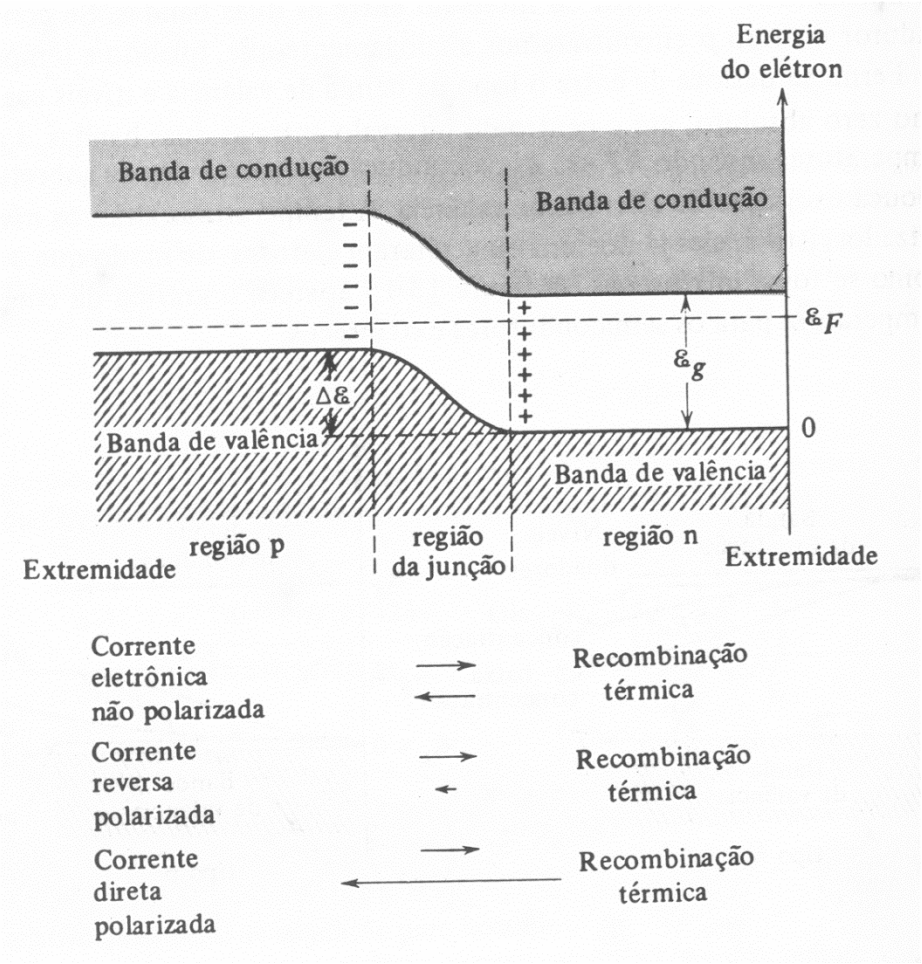
- Posteriormente, ele pode seguir para a BC da região n. Isso dá origem à *corrente térmica*.

- Noutro instante, algum elétron num nível da BC do lado n abaixo da BC do lado p, pode sofrer flutuação em energia e atingir energia compatível com a BC-p, passando para ela. Essa é a *corrente de recombinação*.

Junção ***pn***

- No equilíbrio térmico, sem potencial externo, a corrente total é nula.

- A aplicação de uma tensão externa modifica o comportamento da corrente de recombinação, sem alterar a corrente térmica.



Junção $\boldsymbol{pn}$

- O potencial elétrico altera o hamiltoniano do sistema da seguinte forma:

$$\mathcal{H}_n = \mathcal{E}_n(\vec{k}) - e\phi(x)$$

- Com isso, temos

$$n_c(x) = N_c(T)e^{-\beta(\epsilon_c - e\phi(x) - \mu)}$$

- e

$$p_v(x) = P_v(T)e^{-\beta[\mu - \epsilon_v + e\phi(x)]}$$

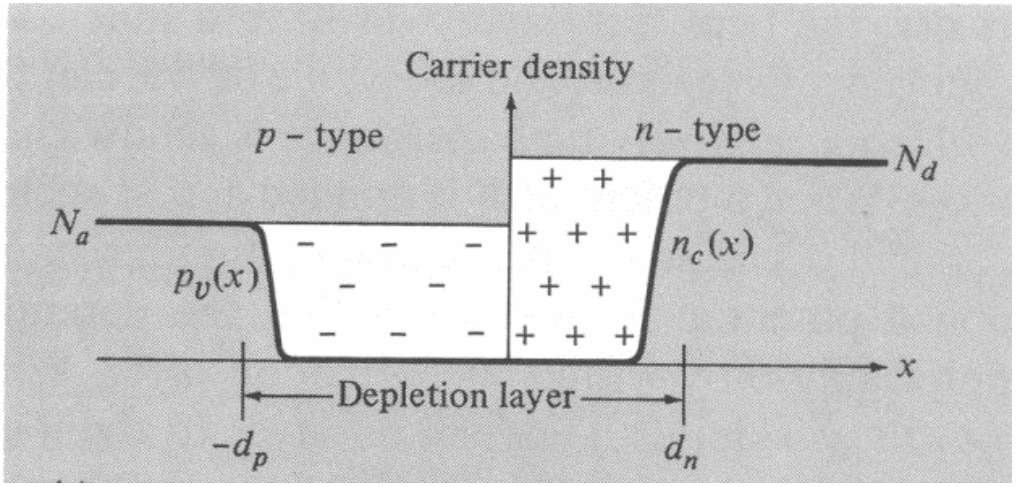
Junção $\boldsymbol{pn}$

- Saturação (longe da junção):

$$N_d = n_c(\infty) = N_c(T)e^{-\beta(\epsilon_c - e\phi(\infty) - \mu)}$$

$$N_a = p_v(-\infty) = P_v(T)e^{-\beta[\mu - \epsilon_v + e\phi(-\infty)]}$$

- Graficamente



Junção $\boldsymbol{pn}$

- Definindo:

$$\boxed{\Delta\phi = \phi(\infty) - \phi(-\infty)}$$

- temos a condição (quadro)

$$\boxed{e\Delta\phi = E_g + k_B T \ln\left(\frac{N_a N_d}{N_c P_v}\right)}$$

- que é uma condição de contorno para o problema.

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Para achar $\phi(x)$, é preciso trabalhar com a equação de Poisson (em 1D):

$$\nabla^2\phi = \frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\varrho(x)}{\epsilon}$$

- Na saturação:

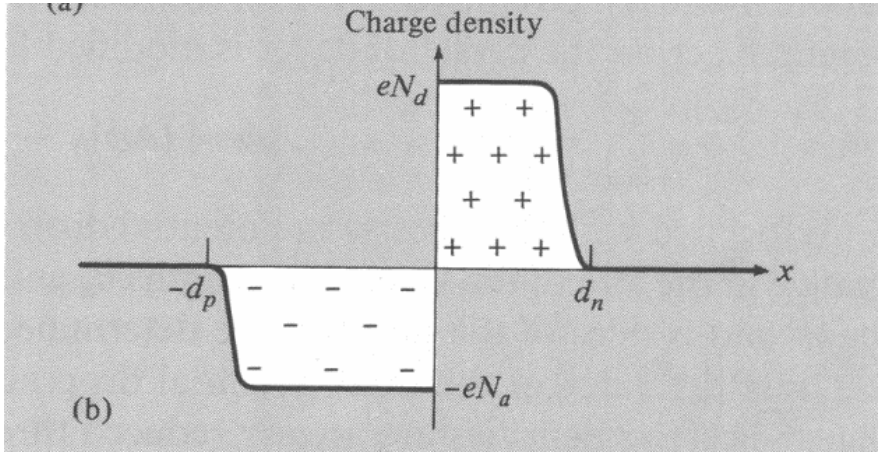
$$\varrho(x) = -e[n_c(x) - p_v(x) + N_a(x) - N_d(x)$$

- Em princípio, combinar estas equações resulta numa equação diferencial solúvel numericamente.

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Estimativa mais útil (quadro): potencial só varia na região de depleção: $-d_p \leq x \leq d_n$. A densidade fica

$$\varrho(x) = \begin{cases} 0, & x<-d_p \\ -eN_a, & -d_p<x<0 \\ eN_d, & 0<x<d_n \\ 0, & x>d_n \end{cases}$$



- Para $x < -d_p$ e $x > d_n$, o campo é nulo, e o potencial é constante.

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Após resolver a equação de Poisson, o potencial fica

$$\phi(x) = \phi(-\infty)\ , \qquad x < -d_p$$

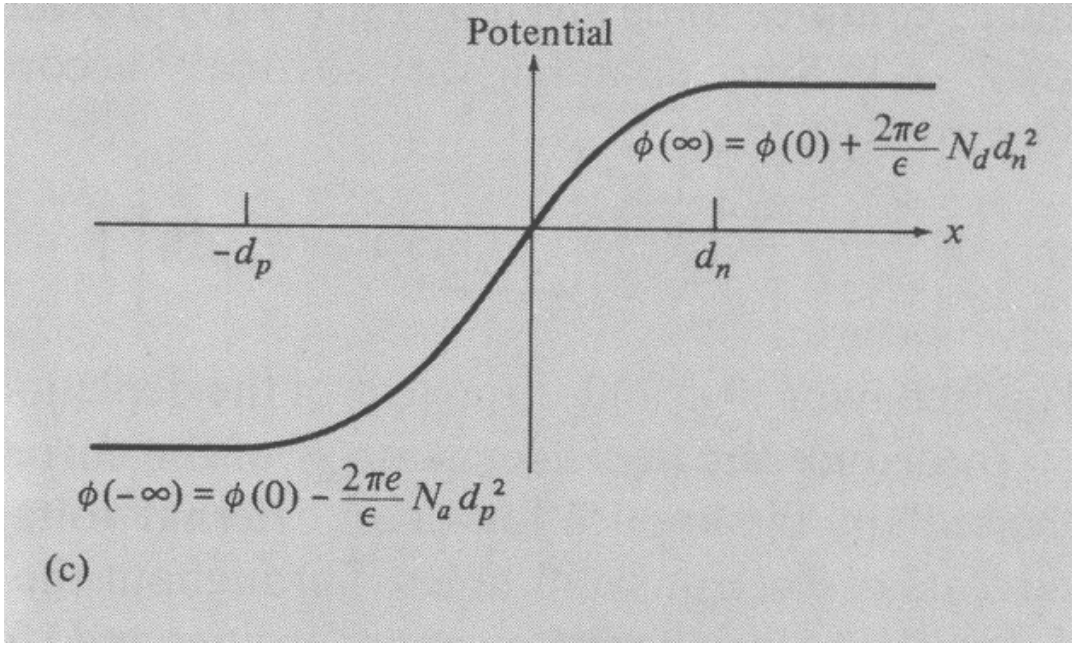
$$\phi(x) = \phi(-\infty) + \frac{eN_a}{2\epsilon}\left(x + d_p\right)^2\ , \qquad -d_p < x < 0$$

$$\phi(x) = \phi(\infty) - \frac{eN_d}{2\epsilon}(x - d_n)^2\ , \qquad 0 < x < d_n$$

$$\phi(x) = \phi(\infty)\ , \qquad x > d_n$$

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Graficamente:



Junção $\boldsymbol{pn}$

- A continuidade do campo e do potencial em $x = 0$ fornece

$$\boxed{N_a d_p = N_d d_n}$$

- e

$$\boxed{\Delta\phi = \frac{e}{2\epsilon}\,(N_a d_p^2 + N_d d_n^2)}$$

- Com isso, é possível determinar a largura da região de depleção.

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Para d_p, temos

$$\boxed{d_p = \left[\frac{N_d}{N_a}\frac{1}{N_d + N_a}\frac{2\epsilon\Delta\phi}{e}\right]^{1/2}}$$

- e, para d_n, ficamos com

$$\boxed{d_n = \left[\frac{N_a}{N_d}\frac{1}{N_d + N_a}\frac{2\epsilon\Delta\phi}{e}\right]^{1/2}}$$

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Largura total:

$$w = d_n + d_p = \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\frac{2\epsilon\Delta\phi}{e}\right]^{1/2}$$

- Ex.: para $\Delta\phi \sim 1$ V, $\epsilon = 10^{-10}$ F/m e N_a, N_d na faixa 10^{14} a 10^{18} portadores/cm^3, temos $w \sim 10^2 - 10^4$ Å e campos da ordem de $10^5 - 10^7$ V/m.

Junção $\boldsymbol{pn}$

- Na junção *pn* usual, $N_a \sim N_d$ e ambos não são muito grandes.

- É interessante considerar o caso onde N_a, N_d ou ambos são grandes. Temos as junções
  - p^+n:$N_a \gg N_d$.
  - pn^+: $N_d \gg N_a$.
  - p^+n^+: ambos são grandes.

Junção homopolar

- Podemos combinar portadores de mesmo tipo, formando junções homopolares, onde apenas um tipo de portador é relevante.
  - p^+p: acúmulo de buracos no lado *p*.
  - n^+n: acúmulo de elétrons no lado *n*.

- Elas facilitam a condução, ao contrário da junção *pn*.

Junção sob Tensão Externa

- Vamos agora considerar o efeito da aplicação de uma tensão externa à junção.

- Ocorre deslocamento do equilíbrio sob tensão externa.

- Recordando, na junção elétrons passam naturalmente do lado n para o p.

- Considere uma fonte de tensão contínua, com terminais (+) e (-).

Junção sob Tensão Externa

- Ao conectar o terminal (+) no lado n e o (-) no p, o campo elétrico na região da junção fica mais intenso.
- A altura da barreira de potencial aumenta.
- O efeito é dificultar a passagem de elétrons no sentido $n \rightarrow p$.
- Com isso, a corrente de recombinação diminui.

Junção sob Tensão Externa

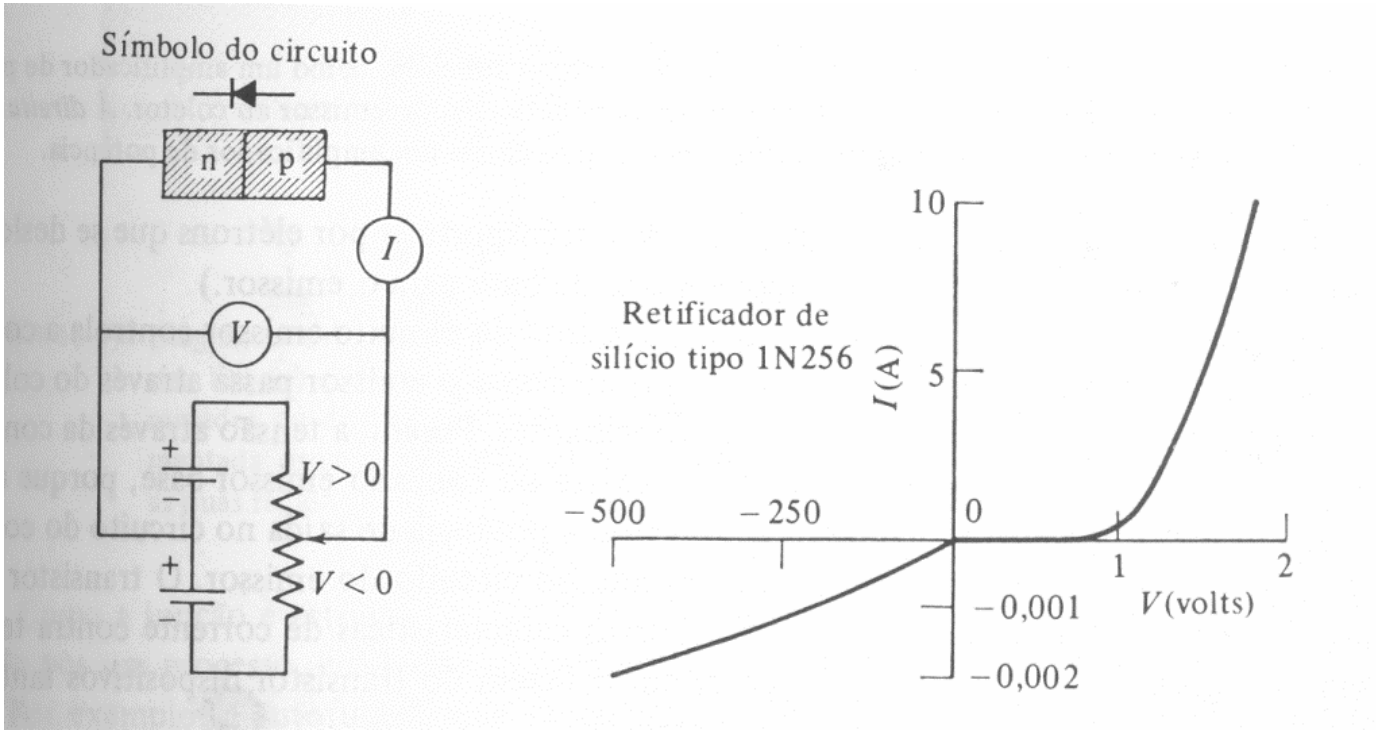
- A corrente térmica não é alterada, pois depende apenas de T.
- Assim, elétrons vão de $p \rightarrow n$, e corrente flui de $n \rightarrow p$.
- Essa é a corrente de polarização reversa, e é pequena.

Junção sob Tensão Externa

- Conectando o terminal (+) ao lado *p* e o (-) ao *n*, a situação se inverte.
- A altura de barreira diminui, o campo elétrico fica menos intenso, e a corrente de recombinação cresce muito.
- Há corrente elétrica no sentido $p \rightarrow n$. Esta é a corrente de polarização direta, que é 4-5 ordens de grandeza maior que a reversa (tipicamente).

Junção sob Tensão Externa

- Vamos considerar que $V > 0$ corresponde à polarização direta, e $V < 0$ à reversa.



Junção sob Tensão Externa

- Diferença de potencial na junção sob tensão externa:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 - V$$

- $\Delta\phi_0$: ddp para $V = 0$ (situação de equilíbrio).

- A aplicação da tensão externa altera os limites da região de depleção:

$$d_p = \left[\frac{N_d}{N_a}\frac{1}{N_d + N_a}\frac{2\epsilon(\Delta\phi_0 - V)}{e}\right]^{1/2}$$

$$d_n = \left[\frac{N_a}{N_d}\frac{1}{N_d + N_a}\frac{2\epsilon(\Delta\phi_0 - V)}{e}\right]^{1/2}$$

Junção sob Tensão Externa

- Largura total:

$$w = d_n + d_p = \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\frac{2\epsilon(\Delta\phi_0 - V)}{e}\right]^{1/2}$$

- Interessa-nos investigar as correntes na região da junção *pn*.

- Convenção:
  - j: densidade de corrente elétrica.
  - $\mathcal{J}$: densidade de corrente numérica.

Junção sob Tensão Externa

- Relação entre as densidades:

$$\boxed{j_e = -e\mathcal{J}_e \ , \qquad j_h = e\mathcal{J}_h}$$

- Quando $V = 0$, $\mathcal{J}_e = \mathcal{J}_h = 0 \Rightarrow$ compensação entre corrente térmica e de recombinação.

- Para elétrons:

$$\boxed{\mathcal{J}_e = \mathcal{J}_e^{\text{term}}\left(e^{\beta eV} - 1\right)}$$

- $\mathcal{J}_e^{\text{term}}$: densidade numérica de corrente térmica em $V = 0$.

Junção sob Tensão Externa

- Para buracos:

$$\boxed{\mathcal{J}_h = \mathcal{J}_h^{\text{term}}\left(e^{\beta eV} - 1\right)}$$

- $\mathcal{J}_e^{\text{term}}$: densidade numérica de corrente térmica em $V = 0$.

- Densidade resultante (vetorial):

$$\boxed{j = e(\mathcal{J}_h^{\text{term}} + \mathcal{J}_e^{\text{term}})\left(e^{\beta eV} - 1\right)}$$

- Como determinar os coeficientes? Outra abordagem.

Junção sob Tensão Externa

- Correntes podem ser geradas por campos elétricos ou por gradientes de concentração de portadores (correntes de difusão). Em 1D:

$$\mathcal{J}_h = \mu_h p_v E - D_p \frac{dp_v}{dx}$$

$$\mathcal{J}_e = -\mu_e n_c E - D_n \frac{dn_c}{dx}$$

- Estas equações combinam as relações

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{j} = -D \nabla \varrho$$

Junção sob Tensão Externa

- μ_e e μ_h: mobilidade de elétrons e buracos ($\mu_i > 0$).
- A mobilidade é dada por $\boxed{\mu = \frac{|\vec{v}|}{|\vec{E}|}}$
- De $\boxed{\vec{j} = \varrho\vec{v}}$
- sai $\boxed{\sigma_e = en\mu_e}$ $\boxed{\sigma_h = ep\mu_h}$ $\boxed{\sigma = \sigma_h + \sigma_e = e(\mu_e n + \mu_h p)}$

Junção sob Tensão Externa

- D_p e D_n: coeficientes de difusão para buracos e elétrons.

- São grandezas positivas, e relacionadas com μ_i pelas relações de Einstein:

$$\mu_e = \frac{eD_n}{k_B T}$$

$$\mu_h = \frac{eD_p}{k_B T}$$

Junção sob Tensão Externa

- A condutividade pode ser modelada por

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

- Com isso, a mobilidade pode ser escrita como

$$\mu_e = \frac{e\tau_e^{\text{col}}}{m_e} \qquad \mu_h = \frac{e\tau_h^{\text{col}}}{m_h}$$

- τ_i^{col}: tempo médio de colisões para o portador *i*.

- m_i: massa efetiva do portador *i*.

Junção sob Tensão Externa

- Equação de continuidade:

$$\nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0$$

- Escrevendo em termos das densidades numéricas, temos

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{J}_e}{\partial x} \qquad \frac{\partial p_v}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{J}_h}{\partial x}$$

- Entretanto, estas equações não consideram a transferência de cargas entre as bandas.

Junção sob Tensão Externa

- Levando em conta as transferências de cargas, obtemos

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \left(\frac{dn_c}{dt}\right)_{g-r} - \frac{\partial \mathcal{J}_e}{\partial x} \qquad \frac{\partial p_v}{\partial t} = \left(\frac{dp_v}{dt}\right)_{g-r} - \frac{\partial \mathcal{J}_h}{\partial x}$$

- Índice g-r: geração – recombinação. Modelo para essas taxas:

$$\left(\frac{dn_c}{dt}\right)_{g-r} = -\frac{n_c - n_c^0}{\tau_n} \qquad \left(\frac{dp_v}{dt}\right)_{g-r} = -\frac{p_v - p_v^0}{\tau_p}$$

- n_i^0: valores de equilíbrio.
- τ_i: tempo médio de recombinação.

Junção sob Tensão Externa

- Note que, em geral, $\tau_i \gg \tau_i^{\mathrm{col}}$, pois as colisões são intrabandas e as recombinações são interbandas.

- Tipicamente, $\tau_i^{\mathrm{col}} \sim 10^{-12}$ - 10^{-13} s, e $\tau_i \sim 10^{-3}$ - 10^{-8} s.

- Com isso, temos

$$\boxed{\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{n_c - n_c^0}{\tau_n} - \frac{\partial \mathcal{J}_e}{\partial x}}$$

$$\boxed{\frac{\partial p_v}{\partial t} = -\frac{p_v - p_v^0}{\tau_p} - \frac{\partial \mathcal{J}_h}{\partial x}}$$

Junção sob Tensão Externa

- Situação estacionária para $V \neq 0$:

$$\frac{\partial J_e}{\partial x} + \frac{n_c - n_c^0}{\tau_n} = 0$$

$$\frac{\partial J_h}{\partial x} + \frac{p_v - p_v^0}{\tau_p} = 0$$

- Caso particular: $\vec{\mathcal{E}}$ pequeno e concentração de portadores majoritários constante:

$$D_n \frac{d^2 n_c}{dx^2} - \frac{n_c - n_c^0}{\tau_n} = 0$$

$$D_p \frac{d^2 p_v}{dx^2} - \frac{p_v - p_v^0}{\tau_p} = 0$$

Junção sob Tensão Externa

- Comprimentos de difusão: distâncias características em que as concentrações voltam aos valores de equilíbrio.

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

- Solução considerando que estamos do lado n da junção:

$$p_v = p_v(\infty) + [p_v(x_0) - p_v(\infty)]e^{-(x-x_0)/L_p}$$

Junção sob Tensão Externa

- Estimativa para as densidades numéricas de corrente:

$$\mathcal{J}_h^{term} = \frac{n_i^2}{N_d}\frac{L_p}{\tau_p}$$

$$\mathcal{J}_e^{term} = \frac{n_i^2}{N_a}\frac{L_n}{\tau_n}$$

- A densidade de corrente fica

$$j = en_i^2\left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p}\right)\left(e^{\beta eV} - 1\right)$$

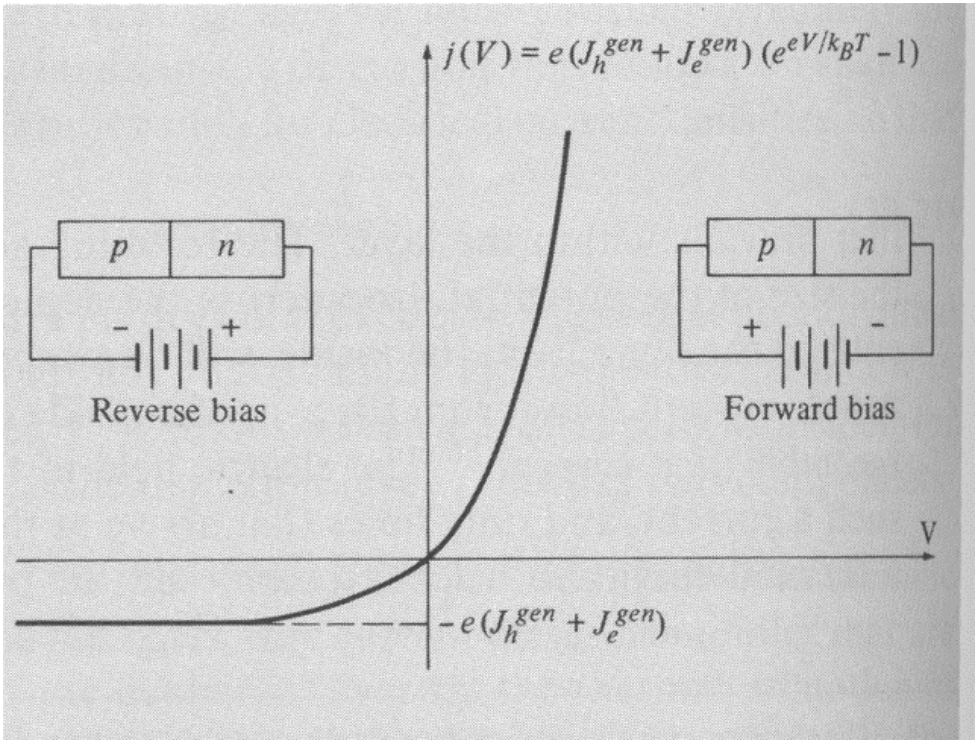
- Lembrar que

$$n_i^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_c}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2}\frac{1}{4}\left(\frac{2m_v}{\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-\beta E_g}$$

Junção sob Tensão Externa

- Corrente de saturação: $V \to -\infty$:

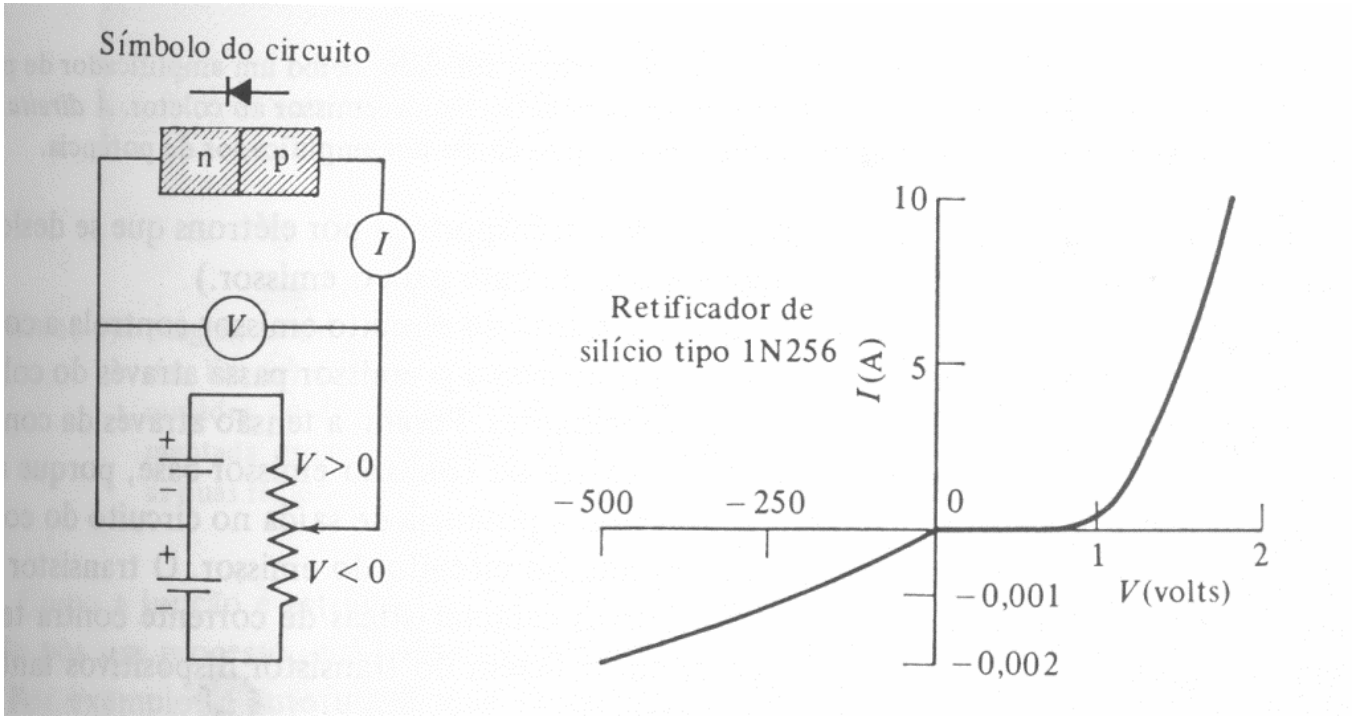
$$j = -en_i^2 \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p} \right)$$



Junção sob Tensão Externa

- Se $V > 0 \rightarrow$ polarização direta: corrente apreciável.
- Se $V < 0 \rightarrow$ polarização reversa: corrente baixa.

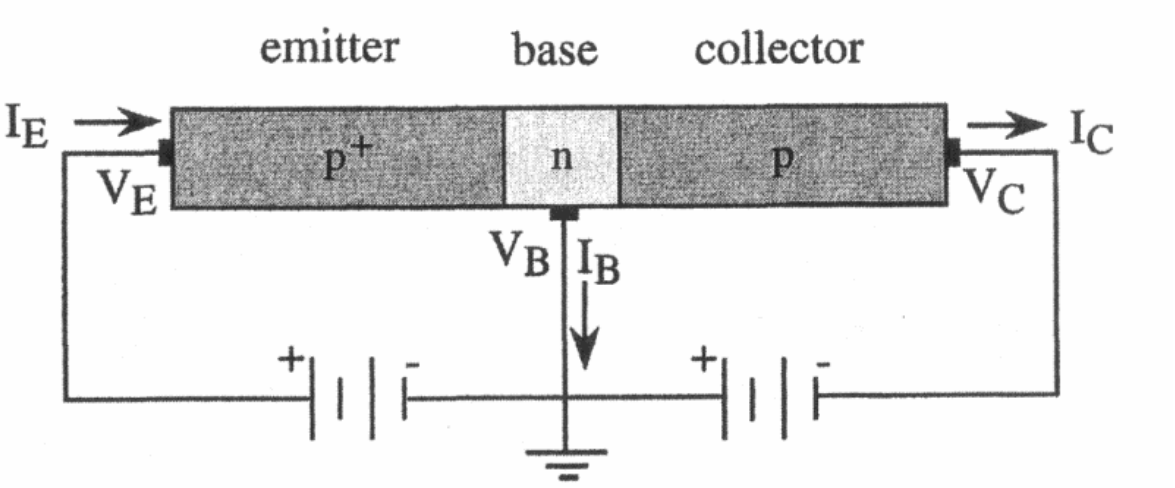
retificador



Transistor

- p^+: altamente dopada: emissor.
- n: fracamente dopada e fina: base.
- p: moderadamente dopada: coletor

- $V_E > 0$: polarização direta emissor-base.
- $V_C \ll 0$: polarização reversa base-coletor.



Transistor

- Praticamente toda a corrente que entra no emissor segue para o coletor: $I_C \sim I_E$.
- Como $|V_C| \gg V_E$, temos um amplificador de potência.

