

ATOM

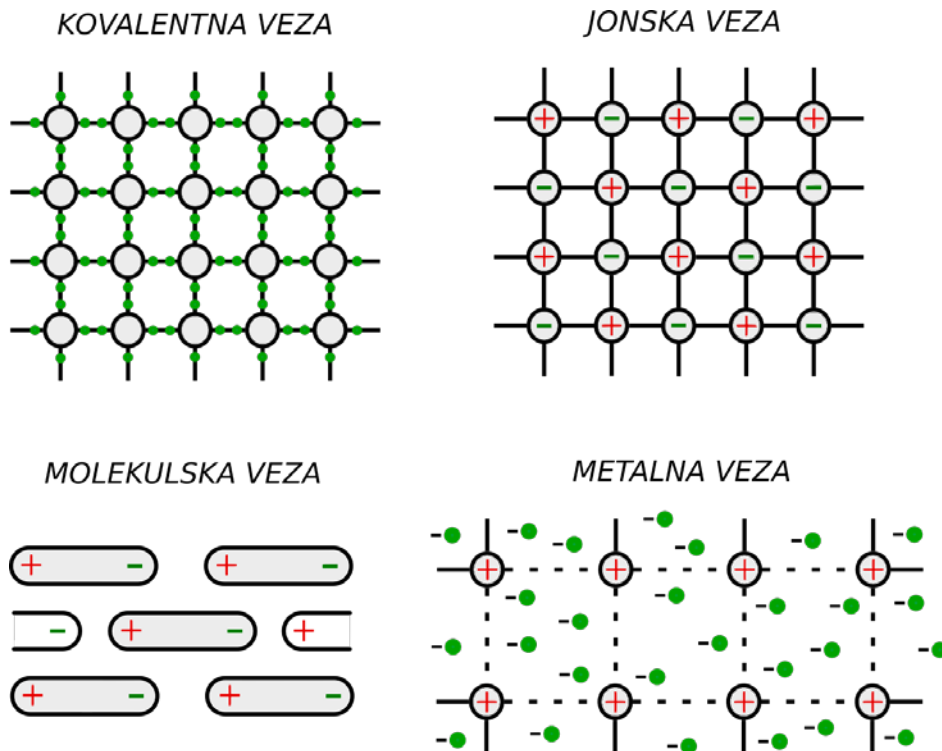
- Struktura:
 - jezgro (protoni – Np^+ i neutroni – Nn^0),
 - elektronski omotač (elektroni – Ne^-). $Np^+ = Ne^- \rightarrow$ elektroneutralnost
- Redni broj – $N = Np^+ = Ne^-$
- Maseni broj – $A = Np^+ + Nn^0$

VALENTNI ELEKTRONI:

- elektroni u spoljašnjim nepopunjenim orbitama odnosno energetskim nivoima
- učestvuju u formiranju veza unutar materijala

VEZE U MATERIJALIMA

- Jonska – prelaz elektrona \rightarrow formiranje anjona i katjona koji se elektrostatički privlače,
- Kovalentna – formiranje zajedničkih elektronskih parova (jednogube, dvogube, trogube),
- Metalna – elektronski gas oko fiksnih „+“ jona metala,
- Molekulska – tzv. Van der Waals-ove sile kod atoma inertnih gasova i molekula u kristalima.



Slika. Šematski prikaz kovalentne, jonske, molekulske i metalne veze u materijalima.

KRISTALNA STRUKTURA POLUPROVODNIKA

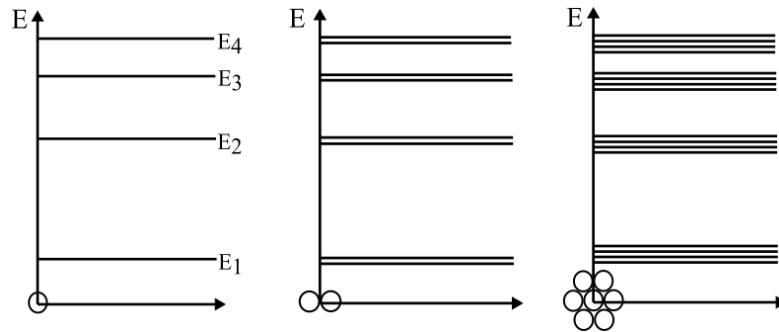
- Kovalentne veze između atoma sa strukturom tetraedra (sfalerita).
- Elementarni poluprovodnici Si, Ge... i binarni $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.
- Poluprovodnička jedinjenja:
 - III-V tipa (GaAs, InSb,...),
 - II-VI tipa (ZnS, CdS,...).
- Si:
 - monokristalni (anizotropnost),
 - polikristalni (zrna monokristala),
 - amorfni (izotropnost).
- Monokristalni Si:
 - Uređenost kristalne rešetke
 - Jedinčna ćelija – konstanta rešetke
 - Kristalografski pravci u ravni (Milerovi indeksi)
 - Defekti (1-D, 2-D i 3-D; nečistoće, dopiranje)

ČIST POLUPROVODNIK (nedopirani, sopstveni, intrinzični)

- Na $T = 0\text{K}$ svi elektroni su vezani kovalentnim vezama – nema slobodnih nosilaca naelektrisanja.
- Sa porastom temperature, valentni elektroni se oslobađaju i postaju pokretni, a za sobom ostavljaju „+“ naelektrisan jon i upražnjenu kovalentnu vezu koja se može posmatrati kao šupljina ($T \nearrow \rightarrow$ generisanje elektrona i šupljina).
- Šupljinu može popuniti neki drugi valentni elektron i stvoriti novu šupljinu, koja se dalje popunjava itd, kao da se šupljine kreću istovremeno sa elektronima.
- Stvaranje para elektron-šupljina (generacija) je praćena njihovim poništavanjem (rekombinacijom) i ove dve pojave su na određenoj temperaturi T u ravnoteži.
- Koncentracije slobodnih elektrona (n_0) i šupljina (p_0) su jednake $n_0 = p_0 = n_i$.
- n_i – sopstvena koncentracija nosilaca ($n_i \approx (1 \div 1.5) \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$).
- Defekti u kristalnoj rešetki pomažu procesima generacije i rekombinacije nosilaca.

ENERGETSKE ZONE

- 1 atom – diskretni energetske nivou a između njih energetske procepi.
- 2 atoma – cepanje na 2 energetska podnivoa.
- Više atoma – cepanje energetskih nivoua na veliki broj podnivoa koji su gusto raspoređeni i čine energetske zone između kojih su energetske procepi (zabranjene zone).



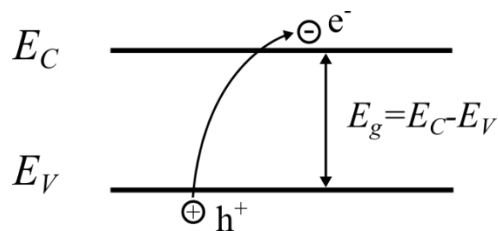
Slika . Energetski nivoi kod jednog, dva i više atoma.

- U poluprovodnicima najviše energetske zone su provodna zona koja je skoro prazna (sadrži samo n_0) i valentna zona koja je skoro popunjena vezanim valentnim elektronima (sadrži p_0).
- Između zona je energetski procep (zabranjena zona E_g). Unutar nje su energije koje elektroni ne mogu da imaju, odnosno energetska stanja koja ne mogu da budu popunjena $E_g(\text{Si}) = 1.21\text{eV}$, $E_g(\text{Ge}) = 0.66\text{eV}$, $E_g(\text{GaAs}) = 1.42\text{eV}$.
- E_g zavisi od temperature T:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \text{ (eV) ,}$$

gde je temperatura izražena u Kelvinima, $T(K)$, a α i β su konstante karakteristične za svaki materijal.

- Podela materijala prema širini E_g :
 - metali (preklapanje provodne i valentne zone),
 - poluprovodnici,
 - izolatori (dielektrici) $E_g \geq 3\text{eV}$.
- Generisanje para elektron-šupljina \rightarrow prelaz valentnog elektrona iz valentne u provodnu zonu.

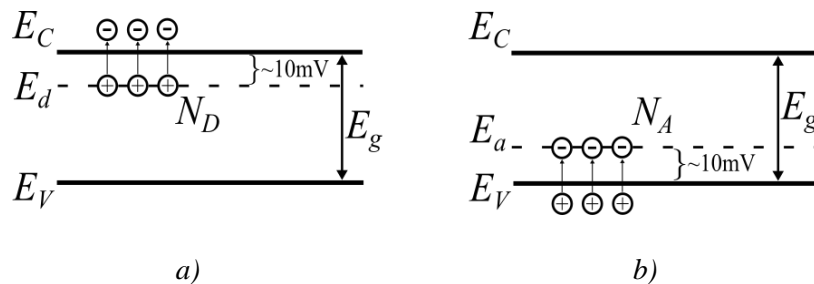


Slika . Generisanje para elektron-šupljina.

PRIMESNI POLUPROVODNICI

- Dodavanjem primesa (dopanata) menja se provodnost poluprovodnika (koncentracije primesa $10^{14} \div 10^{20}\text{cm}^{-3}$).
- Prime se ugrađuju u kristalnu rešetku umesto osnovnih atoma.
- N-tip – dodaju se donorske (petovalentne) prime se koje imaju jedan valentni elektron više i daju te elektrone kao većinske nosioce naelektrisanja (P, As, Sb) – N_D .

- P-tip – dodaju se akceptorske (trovalentne) primese koje imaju jedan valentni elektron manje i daju šupljine kao većinske nosioce naelektrisanja (Ga, In, Al) – N_A .
- Primese u energetske procep unose primesne energetske nivoe: donorski E_d i akceptorski E_a .

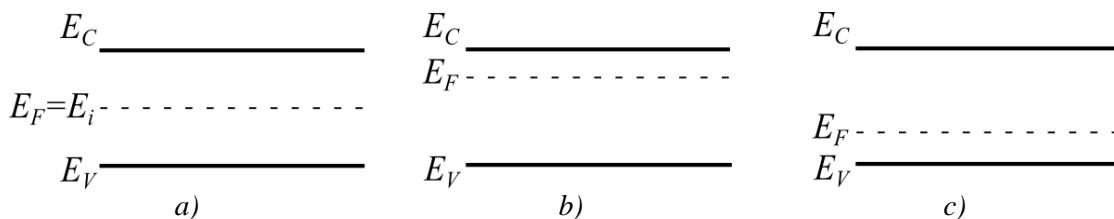


Slika . Primesni energetske nivoe: a) donorski E_d i b) akceptorski E_a .

- Jako dopirani (degenerisani) poluprovodnik je onaj kod koga su koncentracije primesa veće od 10^{17}cm^{-3} .

FERMIJEV NIVO I FERMI-DIRAKOVA RASPODELA

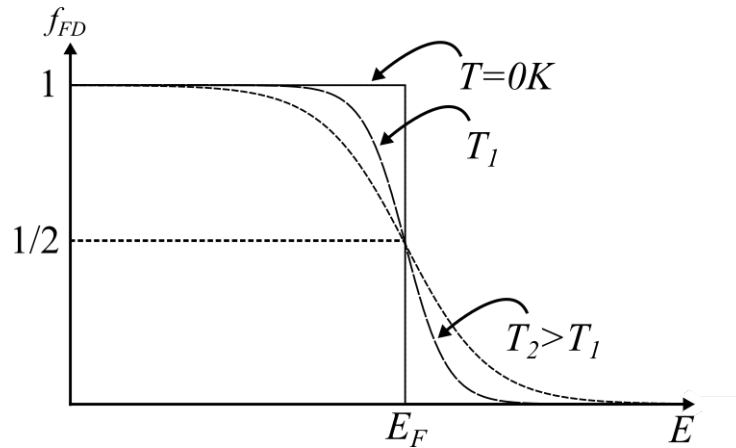
- Fermijev nivo (E_F) kod metala predstavlja najviši energetske nivo koji je popunjen elektronima na $T = 0K$.
- U kristalu poluprovodnika odražava ravnotežu ukupnog „+“ i „-“ naelektrisanja.
- E_F je kontinualan na spoju dva poluprovodnika ili proluprovodnika i metala.
- U sopstvenom poluprovodniku E_F je približno na sredini E_g i označava se sa E_i (i -intrinsic).
- U primesnom poluprovodniku E_F se pomera ka zoni sa većom koncentracijom slobodnih nosilaca da bi se održala ravnoteža.



Slika . Energetske zone i Fermijev nivo kod: a) sopstvenog, b) n-tipa i c) p-tipa poluprovodnika.

- **Fermi-Dirak-ova funkcija raspodele** pokazuje verovatnoću da energetske nivo sa energijom E bude zauzet elektronom na temperaturi T :

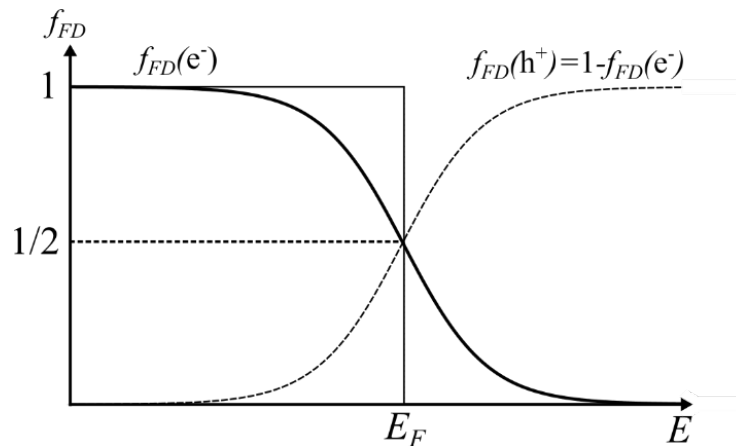
$$f_{FD}(E, T) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{kT}}}$$



Slika . Fermi-Dirakova funkcija raspodele za različite vrednosti temperature.

- Na $T = 0K$ sva energetska stanja do E_F su popunjena a iznad E_F su prazna.
- Sa porastom temperature deo stanja ispod E_F se prazni a popunjava deo iznad E_F .
- Verovatnoća da se elektron nađe na E_F je $1/2$ na svim temperaturama.
- Fermi-Dirak-ova funkcija za šupljine je verovatnoća da se elektron ne nađe na energetskom nivou E :

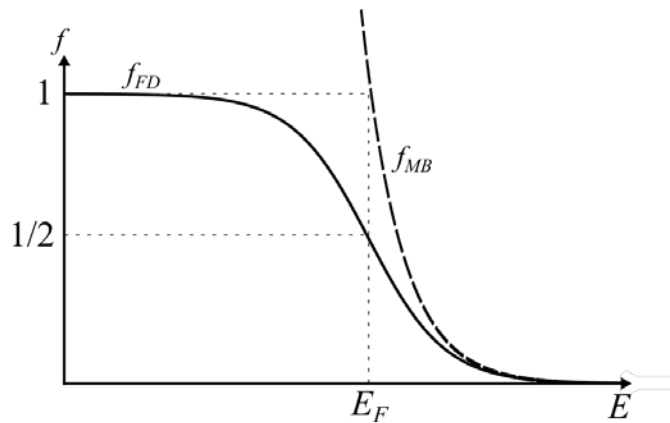
$$f_{FD}(h^+) = 1 - f_{FD}(e^-) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}}$$



Slika . Fermi-Dirakova funkcija raspodele za elektrone (puna linija) i za šupljine (isprekidana linija).

- Za $E - E_f \geq 3kT$, odnosno, za energetske nivoe daleko od E_F , Fermi-Dirak-ova raspodela se može aproksimirati Maksvel-Bolcman-ovom raspodelom:

$$f_{FD} \rightarrow f_{MB} = e^{-\frac{E-E_f}{kT}}$$



Slika . Aproximacija Fermi-Dirakove raspodele Maksvel-Bolcmanovom raspodelom.

DUALNA PRIRODA ELEKTRONA

- Elektron poseduje dualnu prirodu: **česticu** (korpuskulatornu) i **talasnu**.

- Čestica:

$$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{m\vartheta^2}{2} \cdot \frac{m}{m} = \frac{(\widehat{m\vartheta})^2}{2m} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m}$$

- Talas:

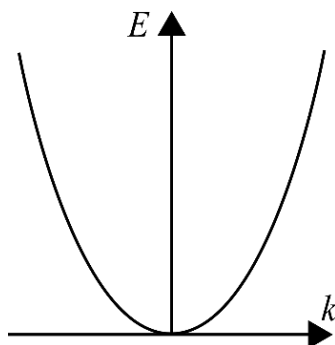
$$E = h \cdot \nu,$$

$$\mathbf{p} = \frac{h}{\lambda} = \frac{\widehat{h}}{2\pi} \cdot \frac{k}{\lambda} = \hbar \cdot \mathbf{k},$$

\hbar – Plankova konstanta

k – talasni broj

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m} \mathbf{k}^2 = \mathbf{const} \cdot \mathbf{k}^2 \leftarrow \text{parabolična zavisnost}$$



Slika . Parabolična zavisnost energije slobodnog elektrona od talasnog broja k .

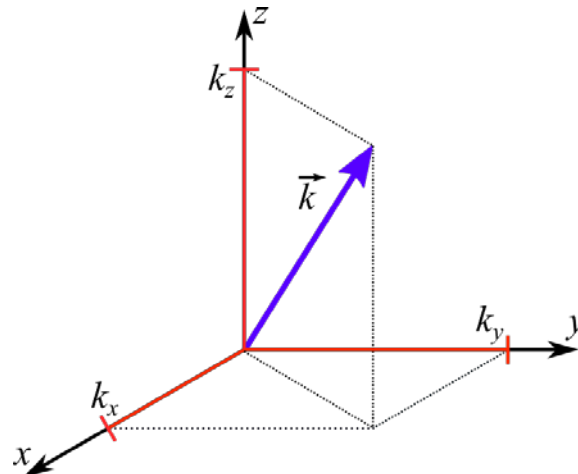
- Veza energije elektrona sa talasnim vektorom \vec{k} se naziva de Brojjeva relacija. Intenzitet de Brojjevih talasa na bilo kom mestu u prostoru definiše **verovatnoću nalaženja elektrona** na tom mestu.
- De Brojjeve relacije važe za sve čestice.
- Za čestice u prostoru definiše se opšti izraz:

$$\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k},$$

$\vec{k} (k_x, k_y, k_z)$ gde je:

\vec{k} – talasni vektor

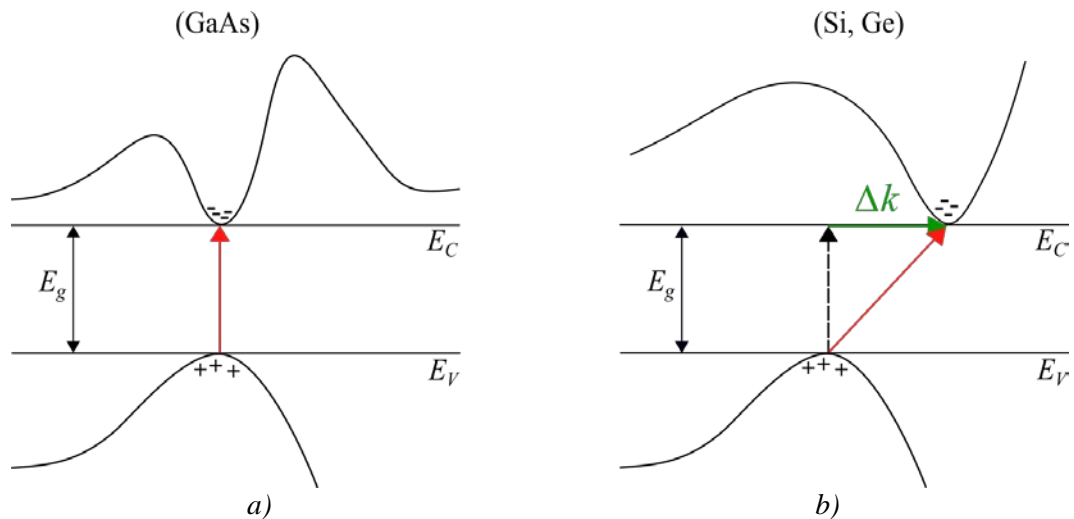
k_x, k_y, k_z – projekcije talasnog vektora na površinu na koju talas nailazi



Slika . Projekcije talasnog vektora \vec{k} .

$E(k)$ ZAVISNOSTI

- Kretanje elektrona (čestica) se opšte opisuje talasnom funkcijom $\psi = f(x, y, z, t, k)$ i takozvanom Šredingerovom jednačinom.
- Za čestice u kristalu rešenje Šredingerove jednačine je složeno, a fizički smisao ima samo $|\psi|^2$ koji daje verovatnoću nalaženja čestice u kristalu.
- Iz talasne funkcije se za kristal izvode zavisnosti vrednosti talasnog vektora \vec{k} u prostoru.
- $E(k)$ zavisnosti imaju više minimuma za elektrone, odnosno maksimuma za šupljine, za svaku orbitu.
- **Apsolutni minimum** $E(k)$ zavisnosti za elektrone predstavlja **dno provodne zone**, a **apsolutni maksimum** za šupljine predstavlja **vrh valentne zone**.
- Prelaz elektrona iz valentne u provodnu zonu može biti **direktan** ili **indirektan** u zavisnosti od toga da li dolazi do promene talasnog vektora \vec{k} .



Slika . Prelaz elektrona iz valentne u provodnu zonu kod materijala može biti: a) direktan i b) indirektan.

- **Ukupna promena energije** elektrona jednaka je **zbiru energije zračenja** ($h\nu$ – energija fotona) koje se emituje u vidu svetlosti (ili IC, UV) i **promeni impulsa** ($\Delta p = \hbar \cdot \Delta k$) koja se predaje rešetki u vidu toplote (energija fonona):

$$\Delta E = \Delta E_{fotona} + \Delta E_{fonona}.$$

EFEKTIVNE (PRIVIDNE) MASE

- Da bi se ponašanje elektrona (šupljina) u kristalu opisalo istim zakonima kao i slobodne čestice uvodi se pojam efektivnih masa (m_n^* i m_p^*):

$$\frac{1}{m_{n,p}^*} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{d^2 E_{C,V}(K)}{dk^2} \right) \Big|_{k=k_0},$$

gde je $k = k_0$ mesto minimuma (maksimuma) $E(k)$ zavisnosti.

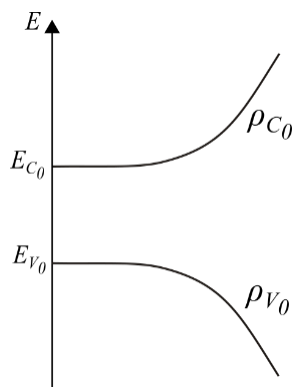
- Kristali su anizotropni te je i kretanje elektrona kroz njih različito duž različitih pravaca (postoje m_x^* , m_y^* i m_z^*).
- Kada postoji više maksimuma $E(k)$ zavisnosti za isto k_0 u valentnoj zoni razlikuju se **lake** i **teške šupljine**.
- Za Si: $m_n^* = 1.08 \cdot m_e$, $m_p^* = 0.88 \cdot m_e$, gde je m_e masa elektrona i iznosi $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg.

KONCENTRACIJE SLOBODNIH NOSILACA

- Broj mogućih stanja koje može da zauzme elektron (šupljina) po jedinici energije – **energetska gustina stanja** (Density of States – DOS):

$$\rho_{Co}(E) \sim \sqrt{E - E_{Co}},$$

$$\rho_{V_0}(E) \sim \sqrt{E_{V_0} - E}.$$

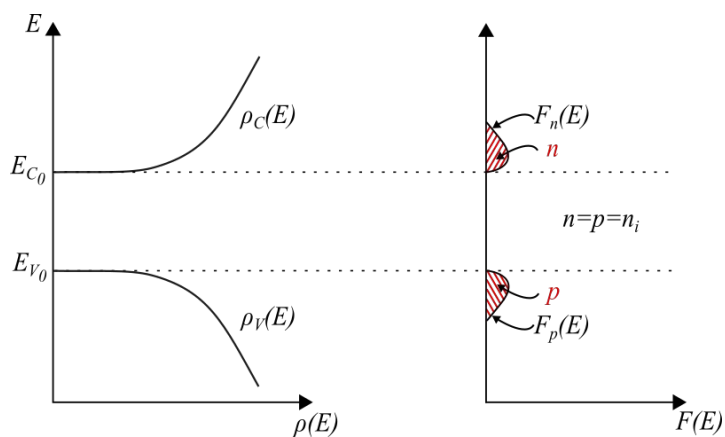


Slika . Energetske gustine stanja elektrona i šupljina u provodnoj, odnosno valentnoj zoni.

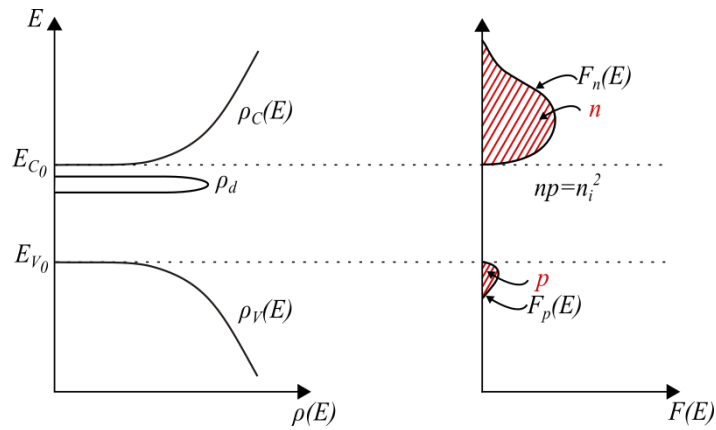
- **Verovatnoća zauzetosti stanja:**
 - za elektrone: $f_{FD}(E)$,
 - za šupljine: $1 - f_{FD}(E)$.

- **Verovatnoća koncentracije nosilaca:**
 - za elektrone: $F_n(E) = \rho_{C_0} \cdot f_{FD}$,
 - za šupljine: $F_p(E) = \rho_{V_0} \cdot (1 - f_{FD})$.

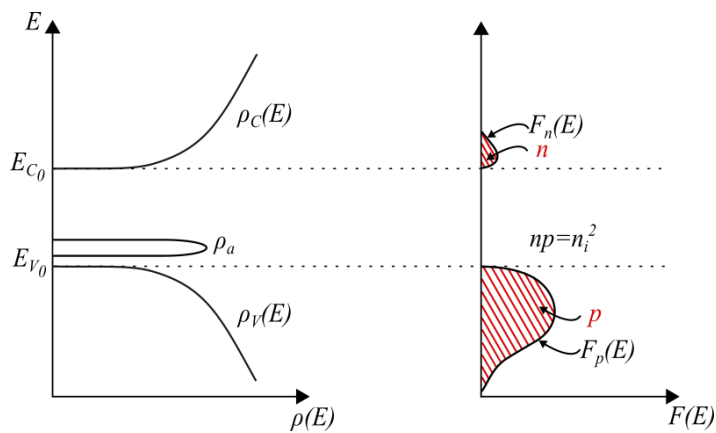
- **Koncentracija nosilaca u opsegu dozvoljenih energija:**
 - za elektrone: $n = \int_{E_{C_0}}^{\infty} \rho_{C_0}(E) \cdot f_{FD}(E) dE = \int_{E_{C_0}}^{\infty} F_n(E) dE$,
 - za šupljine: $p = \int_{-\infty}^{E_{V_0}} \rho_{V_0}(E) \cdot (1 - f_{FD}(E)) dE = \int_{-\infty}^{E_{V_0}} F_p(E) dE$.



a)



b)



c)

Slika . Dijagrami gustine stanja i verovatnoće koncentracije nosilaca naelektrisanja u: a) sopstvenom poluprovodniku, b) poluprovodniku n-tipa i c) poluprovodniku p-tipa.

SLABO I UMERENO DOPIRANI POLUPROVODNIK

- Kada je E_F udaljen od granica zona, za koncentraciju elektrona u provodnoj i koncentraciju šupljina u valentnoj zoni mogu se koristiti izrazi bazirani na Maksvel-Bolcman-ovoj raspodeli:

$$f_{FD}(E) \rightarrow f_{MB} \Rightarrow \begin{aligned} n &= N_C \cdot e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}, \\ p &= N_V \cdot e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}, \end{aligned}$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = N_C(300K) \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} = 2.8 \cdot 10^{10} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2},$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = N_V(300K) \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} = 1.08 \cdot 10^{10} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2},$$

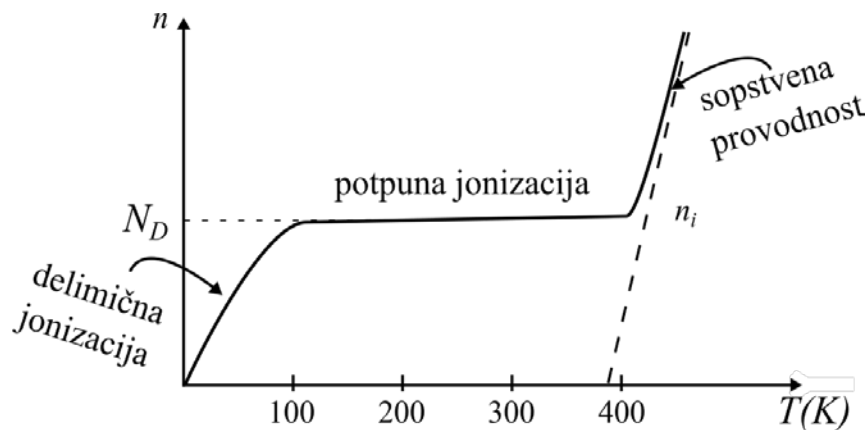
gde su:

- N_C – efektivni broj stanja sveden na dno provodne zone,
- N_V – efektivni broj stanja sveden na vrh valentne zone,
- m_n^*, m_p^* – efektivne mase gustine stanja elektrona i šupljina,
- k – Bolcmanova konstanta,
- T – temperatura.

- U dopiranom poluprovodniku:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_C \cdot N_V \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

- U dopiranom poluprovodniku sa obe svrste primesa položaj E_F i koncentracije nosilaca zavise od N_D, N_A i T .
- Kompenzovani poluprovodnik je poluprovodnik dopiran sa obe vrste primesa istih koncentracija ($N_D = N_A$).
- U dopiranom poluprovodniku koncentracija elektrona u provodnoj zoni (ujedno i koncentracija jonizovanih donora N_D^+) kao i koncentracija šupljina u valentnoj zoni (i koncentracija jonizovanih akceptora N_A^-) zavisi od temperature T .
- Na niskim temperaturama nisu sve primese jonizovane već njihova koncentracija raste sa porastom temperature.
- Za temperature veće od $100K$, smatra se da su sve primese jonizovane i važi $n = N_D$ odnosno $p = N_A$.
- Iznad temperature $T \approx 400K$ počinje prelazak nosilaca iz valentne u provodnu zonu i poluprovodnik počinje da se ponaša kao sopstveni poluprovodnik $n = p = n_i$.



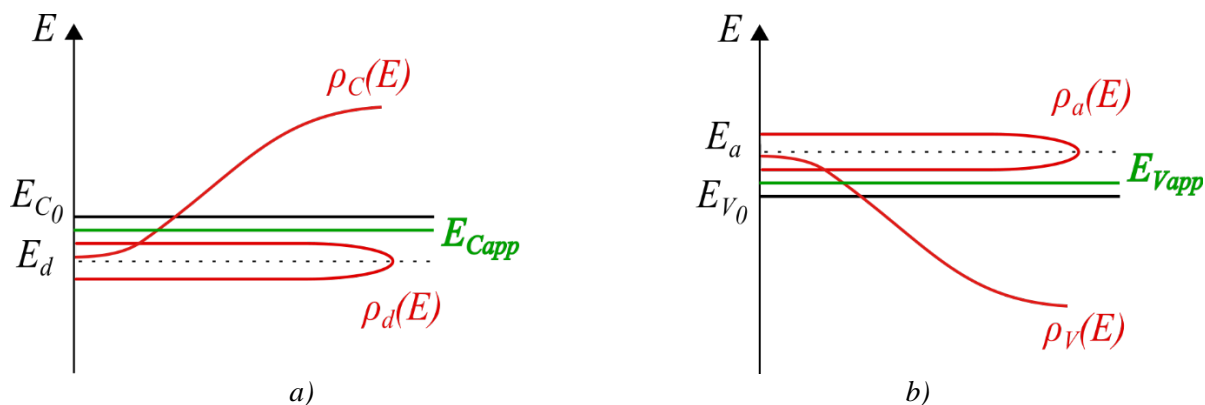
Slika . Koncentracija provodnih elektrona u n-tipu poluprovodnika u zavisnosti od temperature.

U sopstvenom poluprovodniku, $n_0 = p_0 = n_i \rightarrow E_F$ na sredini zabranjene zone.

U dopiranom poluprovodniku, $n \cdot p = n_i^2 \rightarrow E_F$ se pomera ka odgovarajućoj granici zone.

JAKO DOPIRANI POLUPROVODNIK

- Kod **jako dopiranih** poluprovodnika zbog velikog broja atoma primesa $E_d(E_a)$ nivo se širi u primesnu zonu, a funkcije gustine stanja gube parabolični oblik – dobijaju repove koji zadiru u E_g .



Slika . Prividno dno provodne i prividan vrh valentne zone u jako dopiranom poluprovodniku.

- **Prividno dno provodne**, odnosno, **vrh valentne zone** (E_{Capp} , E_{Vapp}) omogućavaju da se koriste isti izrazi kao i za slabo dopirani poluprovodnik:

$$n^+ = N_C \cdot e^{-\frac{E_{Capp} - E_f}{kT}},$$

$$p^+ = N_V \cdot e^{-\frac{E_f - E_{Vapp}}{kT}}.$$

- Prividno dno provodne i vrh valentne zone definišu suženi energetske procep odnosno postoji prividno suženje zabranjene zone ΔE_{gapp} :

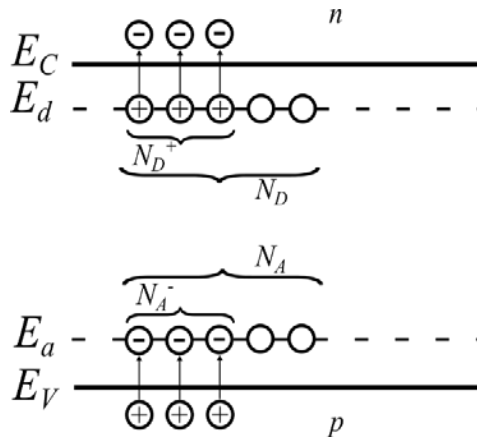
$$E_g = E_{g0} - \Delta E_{gapp}.$$

DELIMIČNA JONIZACIJA PRIMESA

- Na niskim temperaturama u uslovima delimične jonizacije primesa $N_D^+ < N_D$ i $N_A^- < N_A$ uvek važi jednačina elektroneutralnosti:

$$\sum (+) = \sum (-).$$

- Na temperaturi $T = 0K$, svi primesni atomi sadrže valentne elektrone.
- Sa porastom temperature T , elektroni dobijaju energiju da prelaze sa primesnog donorskog nivoa u provodnu zonu (prime se jonizuju – N_D^+) odnosno, da elektroni iz valentne zone pređu na akceptorski nivo (N_A^-).



Slika . Delimična jonizacija primesa.

$$p + N_D^+ = n + N_A^- .$$

N_D^+ – zavisi od tipa primesa (položaja E_d) i temperature T ,
 N_A^- – zavisi od položaja E_a i temperature T .

- Kod potpune jonizacije ($T \geq 100K$) važi:

$$N_D = N_D^+ , \quad N_A = N_A^- , \quad n \cdot p = n_i^2$$

$$\frac{n_i^2}{n} + N_D = n + N_A \quad * n ,$$

$$n^2 + (N_A - N_D)n - n_i^2 = 0 ,$$

$$n = \frac{N_D - N_A}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_D - N_A}{2}\right)^2 + n_i^2} , \quad p = \frac{n_i^2}{n} .$$

DRIFT NOSILACA NAELEKTRISANJA

- **Bez dejstva spoljašnjeg električnog polja nosioci se kreću haotično** usled termičke energije. Kretanje nosilaca između dva sudara sa fononima (joni u kristalnoj rešetki koji vibriraju oko ravnotežnog položaja) je pravolinijsko. Joni mogu da budu od osnovnih atoma poluprovodnika ili joni primesa.
- Na sobnoj temperaturi, brzine između dva sudara su u proseku reda 10^7 cm/s, a srednje vreme između dva sudara $10^{-12} \div 10^{-11}$ s.
- **Pod dejstvom električnog polja nosioci se kreću usmereno** (elektron suprotno od smera polja, a šupljina u smeru polja) i ovo kretanje je **driftovsko** kretanje.
- **Driftovska brzina** je proporcionalna jačini električnog polja K (cm/s).

$$v_{ndrift} = \mu_n \cdot K ,$$

$$v_{pdrift} = \mu_p \cdot K ,$$

$$K = \frac{V}{l},$$

V – primenjeni napon,

l – dužina uzorka,

μ_n – pokretljivost elektrona (cm^2/Vs),

μ_p – pokretljivost šupljina (cm^2/Vs).

$$\mu_{n,p} = \frac{e \cdot \tau}{m_{n,p}^*},$$

gde je e elementarno naelektrisanje elektrona.

- Pokretljivost zavisi od srednjeg vremena između dva sudara (τ) i efektivne mase ($m_{n,p}^*$), odnosno vrste materijala kroz koji se nosioci kreću.
- Pokretljivost šupljina je manja od pokretljivosti elektrona.
- Driftovska brzina pri **jakim poljima** ulazi u **zasićenje**.
- Pokretljivost nosilaca naelektrisanja jako zavisi od temperature T i koncentracije primesa (N_D, N_A).
 $T \rightarrow$ fononi – oscilacije
 $N_D, N_A \rightarrow$ jonizovane primese
- Sudari \rightarrow **proces rasejanja nosilaca**.
- $N_D, N_A \nearrow$ – pokretljivost i driftovska brzina opadaju zbog porasta rasejanja.
- U **sopstvenom i slabo dopiranom** poluprovodniku sa porastom temperature T pokretljivost se smanjuje zbog većeg **rasejanja na fononima**.
- Kod **umereno i jako dopiranog** poluprovodnika istovremeno postoji **rasejanje na primesama i rasejanje na fononima**. Oba efekta zavise od temperature.
 - Na temperaturama manjim od sobne dominira efekat rasejanja na primesama, pa se sa snižavanjem temperature pokretljivost smanjuje usled dužeg zadržavanja naelektrisanih čestica (elektrona i šupljina) u okolini jonizovanih primesa.
 - Na temperaturama višim od sobne pokretljivost opada usled dominantnog efekta rasejanja na fononima.
- Pokretljivost manjinskih nosilaca je manja od pokretljivosti većinskih nosilaca.

SPECIFIČNA PROVODNOST POLUPROVODNIKA

- Specifična električna provodnost poluprovodnika (σ):

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p = e(n\mu_n + p\mu_p).$$

- U sopstvenom poluprovodniku, $n = p = n_i$, pa je:

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p).$$

- Specifična električna otpornost poluprovodnika (ρ):

$$\rho = \frac{1}{\sigma}.$$

DRIFTOVSKA STRUJA

- Posledica driftovskog kretanja nosilaca.
- Gustina driftovske struje $J_{n,p drift}$ je srazmerna jačini primenjenog električnog polja:

$$J_{ndrift} = en\vartheta_{ndrift} = en\mu_n K ,$$
$$J_{pdrift} = ep\vartheta_{pdrift} = ep\mu_p K .$$

- Ukupna struja drifta:

$$J = J_{ndrift} + J_{pdrift} = e \overbrace{(n\mu_n + p\mu_p)}^{\sigma} K = \sigma \cdot K .$$

DIFUZIONO KRETANJE ČESTICA

- Nastaje usled kretanja čestica sa mesta veće koncentracije ka mestu manje koncentracije, sa težnjom njihovog izjednačavanja.
- Posledica ovog kretanja je difuziona struja J_{ndiff} i J_{pdiff} .
- Gradijent koncentracije (brzina porasta ili smanjenja koncentracije) definiše gustinu difuzione struje:

$$J_{ndiff} = eD_n \frac{dn}{dx} ,$$
$$J_{pdiff} = -eD_p \frac{dp}{dx} ,$$

jednodimenziono kretanje

gde su $D_{n,p}$ difuzione konstante elektrona (šupljina).

$$J_{diff} = J_{ndiff} + J_{pdiff} .$$

AJNŠTAJNOVA RELACIJA

- Povezuje difuzione konstante i pokretljivosti nosilaca:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} = U_T ,$$
$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} = U_T ,$$

termički potencijal
 $U_T(300K) \approx 26mV$

- Važi za slabo i umereno dopirani poluprovodnik i jako dopirani poluprovodnik sa konstantnom koncentracijom primesa.

TRANSPORTNE JEDNAČINE U POLUPROVODNIKU

- Kada u poluprovodniku postoji električno polje i gradijent koncentracije nosilaca, ukupna gustina struje jednaka je zbiru driftovske i difuzione komponente:

$$J = J_{drift} + J_{diff};$$

$$I = J \cdot S \quad (S - \text{poprečni presek})$$

$$J_{drift} = e(n\mu_n + p\mu_p)K,$$

$$J_{diff} = eD_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx},$$

- Transportne jednačine daju gustine struja elektrona i šupljina:

$$J_n = J_{ndrift} + J_{ndiff} = en\mu_n K + eD_n \frac{dn}{dx},$$

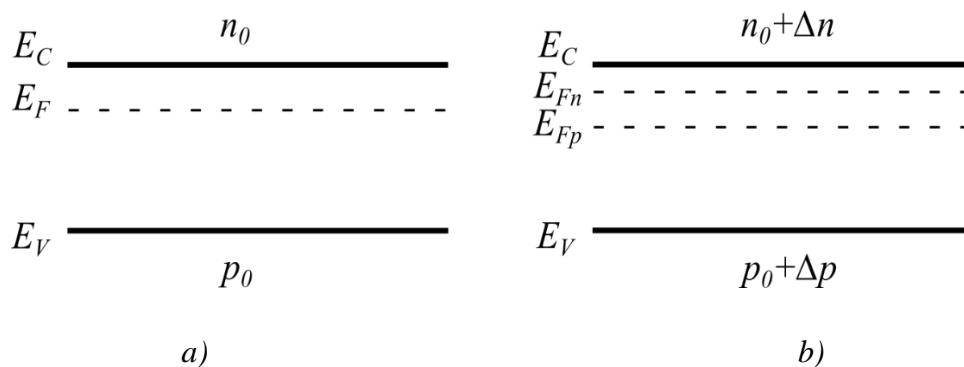
$$J_p = J_{pdrift} + J_{pdiff} = ep\mu_p K - eD_p \frac{dp}{dx}.$$

KVAZI-FERMIJEVI NIVOI

- Koncentracije elektrona i šupljina u ravnoteži su n_0 i p_0 i njima odgovara ravnotežni nivo E_F .
- Ako se koncentracije elektrona i šupljina povećaju (generacijom pri osvetljivanju, injekcijom...) odnosno, stvore se natkoncentracije Δn i Δp , poluprovodnik više nije u ravnoteži i važi:

$$n = n_0 + \Delta n \quad \text{i} \quad p = p_0 + \Delta p.$$

- Da bi se koristili isti izrazi kao za poluprovodnik u ravnoteži uvode se kvazi-Fermijeve nivoe.
- Porast $n_0 \rightarrow n$ teži da približi E_F ka E_C , a porast $p_0 \rightarrow p$ teži da približi E_F ka E_V .



Slika . a) Fermijev nivo u ravnoteži u n-tipu poluprovodnika i b) Kvazi-Fermijev nivoe pri generisanju natkoncentracije nosilaca.

- Fermijev nivo se „cepa“ na kvazi-Fermijeve nivoe i koriste se relacije:

$$n = n_0 + \Delta n = N_C \cdot e^{-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}} = n_0 e^{\frac{E_{Fn} - E_F}{kT}},$$

$$p = p_0 + \Delta p = N_V \cdot e^{-\frac{E_{Fp} - E_V}{kT}} = p_0 e^{\frac{E_F - E_{Fp}}{kT}}.$$

- Preko kvazi-Fermijevih nivoa transportne jednačine mogu da se napišu u obliku:

$$J_n = \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx},$$

$$J_p = \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx}.$$

REKOMBINACIJA NOSILACA

- Pri određenoj temperaturi T , u poluprovodniku procesi stvaranja i poništavanja slobodnih nosilaca su u ravnoteži. Poništavanje para elektron-šupljina (**anihilacija**) predstavlja rekombinaciju u poluprovodniku. Generacija i rekombinacija su u ravnoteži.
- Generacija:
 - prelaskom elektrona iz valentne u provodnu zonu,
 - jonizacijom primesa.
- Rekombinacija:
 - emisiona – prelazak elektrona iz provodne u valentnu zonu pri čemu dolazi do emitovanja fotona,
 - Ožeova – dolazi do predaje energije drugim nosiocima,
 - SRH (Šokli-Rid-Hol) rekombinacija – preko rekombinacionih centara čiji se energetske nivoi nalaze unutar E_G .
- Efikasni rekombinacioni centri su oni čiji je energetske nivo na sredini E_G . Atomi metala se uvode kako bi se skratilo vreme života manjinskih nosilaca i oni se brže uklonili iz komponente kad se isključi napajanje. Ovime se povećava granična frekvencija rada komponente (primer: Au).
- Brzina rekombinacije manjinskih nosilaca pri malim natkoncentracijama ($\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$):

$$U_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n},$$

$$U_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p},$$

gde su τ_n i τ_p vremena života elektrona, odnosno šupljina kao manjinskih nosilaca.

JEDNAČINA KONTINUITETA

- Opisuje promenu generisane natkoncentracije manjinskih nosilaca ($\Delta n, \Delta p$) u poluprovodniku sa vremenom:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G_n - U_n + \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} = G_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx},$$

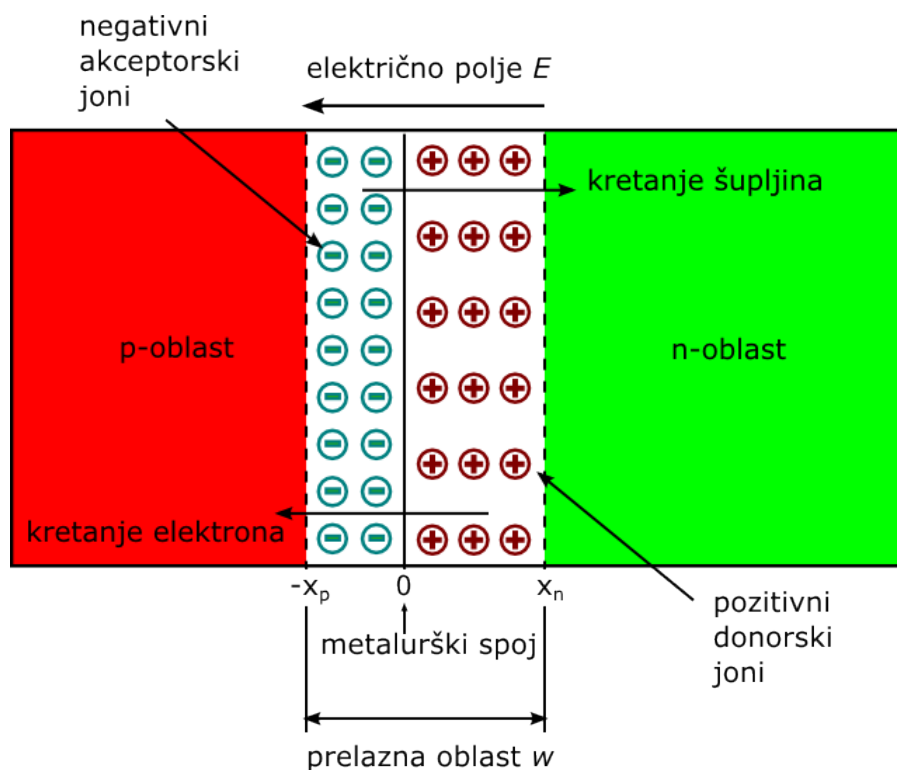
$$\frac{d(\Delta p)}{dt} = G_p - U_p - \frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} = G_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx}$$

gde su G_n i G_p brzine generacije nosilaca.

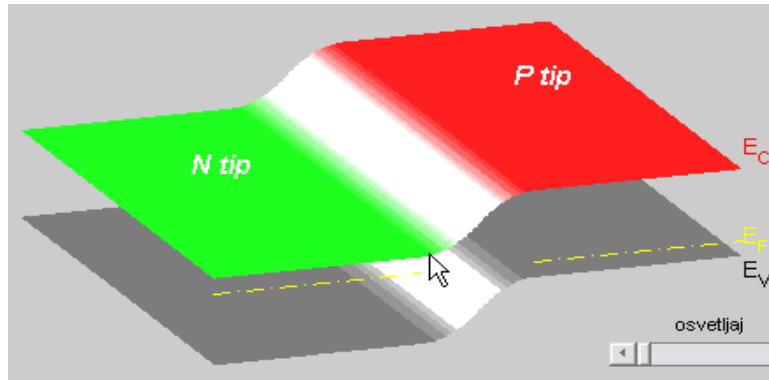
- Pretpostavke: nizak nivo injkcije i konstantno električno polje u poluprovodniku.

P-N SPOJ

- **Bliski kontakt** poluprovodnika **p-tipa** sa koncentracijom primesa N_A i poluprovodnika **n-tipa** sa koncentracijom primesa N_D .
- Obično je jedna strana visoko dopirana (p^+-n ili n^+-p spoj), a sam prelaz je **skokovit-strm** (nagla promena koncentracije primesa između n i p strane) **ili linearan** (postepena promena koncentracije primesa između n i p strane) u zavisnosti od realizacije.
- **Zamišljena granica** između 2 tipa poluprovodnika naziva se **metalurški spoj**.
- Oko metalurškog spoja obostrano dolazi do **difuzije većinskih nosilaca naelektrisanja** sa jedne strane spoja na drugu i njihove rekombinacije do uspostavljanja ravnoteže.
- Kao posledica **ostaju nekompenzovani joni primesa** u tzv. **prelaznoj oblasti** (oblast osiromašenja, barijerna oblasti, oblast prostornog naelektrisanja).
- U prelaznoj oblasti nema slobodnih nosilaca, ali postoji električno polje koje se naziva **ugrađeno električno polje**.



- U ravnotežnom stanju Fermijev nivo ima konstantnu vrednost unutar p-n spoja. U prelaznoj oblasti postoji promena granica provodne i valentne zone i na njenim ivicama ona je jednaka vrednosti ugrađenog napona.



- **Širina prelazne oblasti** – w , **ugrađeno električno polje** – E , tj. **ugrađeni napon na prelaznoj oblasti** – V_{bi} zavise od tipa poluprovodnika, koncentracije primesa u n i p tipu (N_D i N_A) i temperature.
- **Vrednost ugrađenog napona** kod skokovitog p-n spoja, pod pretpostavkom postojanja totalnog osiromašenja je određena izrazom:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

- **Širina prelazne oblasti** sa obe strane metalurškog spoja zavisi od koncentracije primesa u p i n oblastima i vrednosti ugrađenog napona. Sa n strane širina prelazne oblasti je:

$$x_n = \left[\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right]^{1/2},$$

a sa p strane ova širina je:

$$x_p = \left[\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right]^{1/2}.$$

Ukupna širina prelazne oblasti je:

$$w = x_n + x_p$$

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right]^{1/2}.$$

- Važi relacija:

$$x_p N_A = x_n N_D$$

- Prelazna oblast se širi podjednako sa obe strane metalurškog spoja ukoliko su koncentracije primesa u p i n oblastima jednake. Kada se koncentracije razlikuju, nastaje nesimetrično širenje prelazne oblasti i to je ona veća na strani sa manjom koncentracijom primesa.
- Primenom polarizacije na p-n spoj dolazi do preraspodele potencijala unutar njega, a time i do promene širine prelazne oblasti. Ukoliko je pozitivan kraj polarizacije vezan za p oblast, a negativan kraj za n oblast kaže se da je spoj **direktno polarisan** i širina prelazne oblasti se smanjuje. Analogno, kada se pozitivan kraj polarizacije veže za n oblast, a negativan kraj za p oblast kaže se da je spoj **inverzno polarisan** i širina prelazne oblasti se povećava. Vrednost širine prelazne oblasti zavisi od primenjenog napona V na osnovu relacije:

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_s(V_{bi} \pm V)}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right]^{1/2}.$$

Znak - važi za direktnu, a znak + za inverznu polarizaciju spoja, dok se V uzima po apsolutnoj vrednosti.

- Kapacitivnost p-n spoja predstavlja kapacitivnost prelazne oblasti i zavisi od njene širine, kao i od površine p-n spoja S:

$$C = \varepsilon_s \frac{S}{w} = S \left[\frac{q\varepsilon_s}{2(V_{bi} \pm V)} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right]^{1/2}.$$

- Promena širine prelazne oblasti sa primenjenom polarizacijom izaziva promenu kapacitivnosti p-n spoja i koristi se u takozvanim **varikap diodama** čija kapacitivnost se menja u zavisnosti od napona na koji su priključene. Ovakav promenljivi kondenzator se koristi za filterska podešavanja u mikrotalasnim kolima. Kapacitivnost pri određenoj polarizaciji se često daje u obliku zavisnom od kapacitivnosti kada nema polarizacije:

$$C = \frac{C(0)}{\left(1 + \frac{V}{V_{bi}}\right)^{1/2}}.$$

- Ukoliko je jedna strana p-n spoja mnogo više dopirana od druge (izrazito strmi spoj) prelazna oblast se širi na stranu sa nižom koncentracijom primesa i izraz za kapacitivnost se može napisati u obliku:

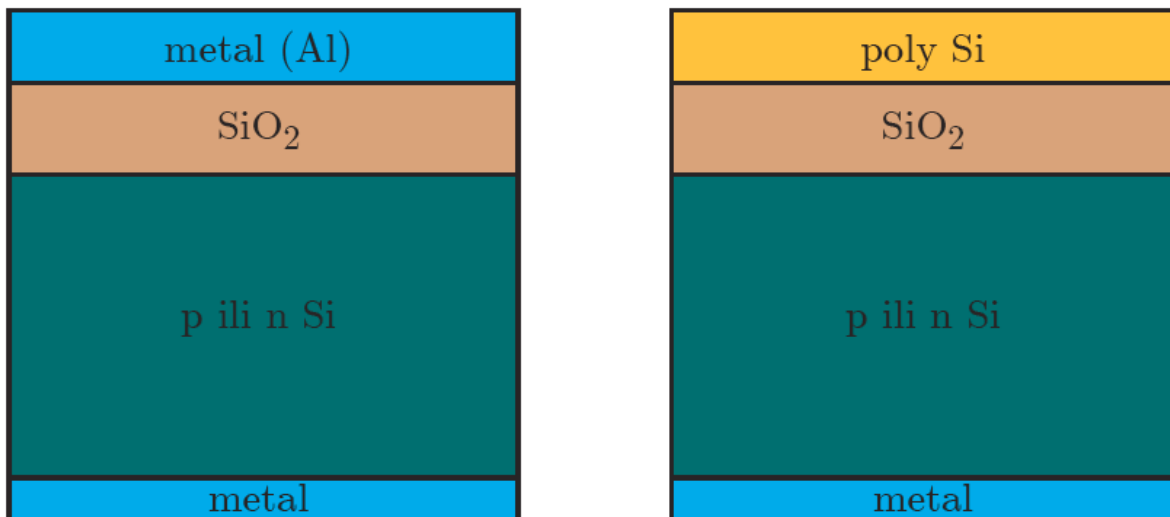
$$C \approx \varepsilon_s \frac{S}{x_p} = S \left[\frac{q\varepsilon_s N_A}{2(V_{bi} \pm V)} \right]^{1/2} \text{ za } N_D \gg N_A$$

ili

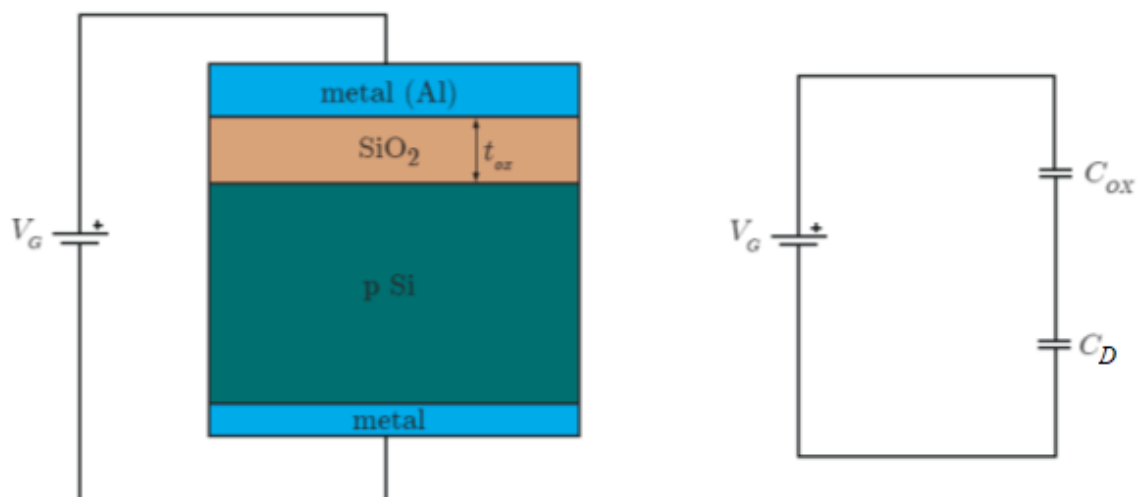
$$C \approx \varepsilon_s \frac{S}{x_n} = S \left[\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(V_{bi} \pm V)} \right]^{1/2} \text{ za } N_A \gg N_D.$$

MOS KONDENZATOR – MOS STRUKTURA

- **Metal-oxide-semiconductor** (MOS) struktura predstavlja MOS kondenzator



- **Metal** (obično Al) ili **polySi** (polikristalni silicijum dopiran visokom koncentracijom primesa n ili p tipa) imaju ulogu **jedne elektrode** MOS kondenzatora.
- SiO_2 – **silicijum dioksid** (izolacioni sloj) debljine t_{ox} ima ulogu dielektrika
- **Supstrat** (Si bulk) – p ili n tip poluprovodnika sa metalnim kontaktom čine **deo dielektrika i drugu elektrodu** MOS kondenzatora u zavisnosti od stanja MOS strukture.
- MOS kondenzator na supstratu p-tipa sa polarizacijom - V_G :



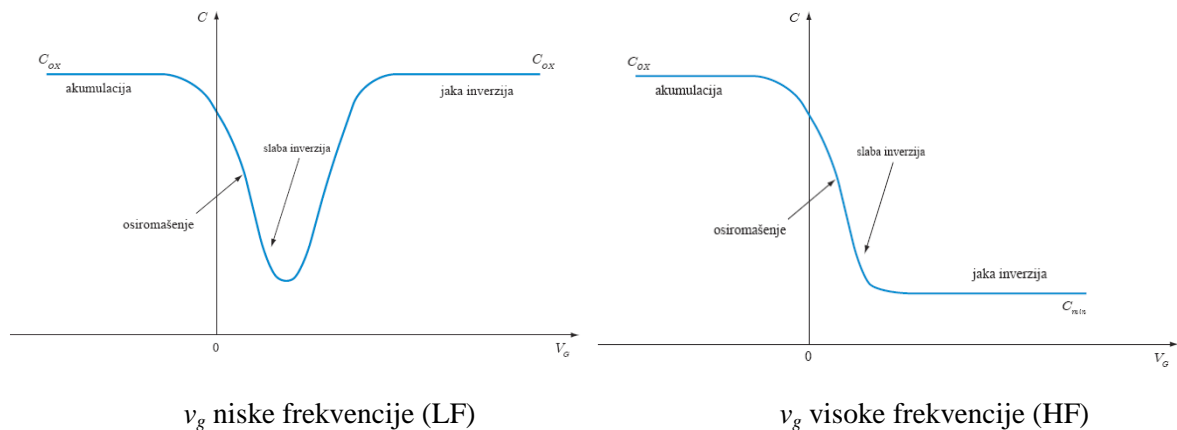
- Kapacitivnost MOS strukture se sastoji od **redne veze kapacitivnosti oksida C_{ox} i kapacitivnosti oblasti osiromašenja C_D** debljine w_D (sve kapacitivnosti su po jedinici površine):

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_D}$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{t_{ox}}$$

$$C_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{w_D}$$

- Zavisnost kapacitivnosti MOS strukture od primenjenog napona polarizacije se prikazuje tzv. **C-V krivama**
- Naponu V_G superponira se naizmenični napon v_g niske ili visoke frekvencije.
- Zavisno od vrednosti napona V_G struktura se nalazi u stanju akumulacije, osiromašenja, slabe ili jake inverzije.



- U režimu **akumulacije** nema oblasti osiromašenja i ukupna kapacitivnost je jednaka kapacitivnosti oksida.
- U režimu **osiromašenja** ukupna kapacitivnost zavisi od obe komponente kapacitivnosti. Kako se povećava širina osiromašene oblasti - w_D , tako se ukupna kapacitivnost smanjuje usled smanjenja C_D .
- U režimu **slabe inverzije pri niskim frekvencijama** primenjenog napona (LF), obe komponente kapacitivnosti imaju udela sve dok invertovani sloj nosilaca dozvoljava da se promene napona odražavaju na širinu osiromašene oblasti.
- U režimu **jake inverzije pri niskim frekvencijama** primenjenog napona (LF), visoka koncentracija nosilaca u invertovanom sloju sprečava da se primenjeni napon odražava na širinu osiromašene oblasti, tako da je ukupna kapacitivnost jednaka kapacitivnosti oksida.
- U režimu **inverzije pri visokim frekvencijama** primenjenog napona (HF – iznad 100Hz) nosioci u invertovanom sloju ne uspevaju da prate brze promene primenjenog napona. Ukupna kapacitivnost ima vrednost redne veze kapacitivnosti oksida i kapacitivnosti osiromašene oblasti pri njenoj najvećoj širini (kapacitivnost osiromašenja ima minimalnu vrednost).

- Napon na gejtju - V_G neophodan da dođe do stanja jake inverzije, odnosno da koncentracija manjinskih nosilaca uz međupovršinu Si-SiO₂ postane jednaka koncentraciji većinskih nosilaca u unutrašnjosti supstrata predstavlja **napon praga**.
- Zavisi od:
 - Koncentracije primesa u supstratu
 - Debljine oksida
 - Naelektrisanja u oksidu i na međupovršini Si-SiO₂
 - Kontaktne razlike potencijala između metala i poluprovodnika
- **Napon praga** MOS strukture na P tipu supstrata je određen izrazom:

$$V_T = V_{FB} + 2\psi_B + \frac{Q_D}{C_{ox}}$$

- **Napon ravnih zona** V_{FB} je funkcija razlike izlaznih radova metala i poluprovodnika- ϕ_{ms} i napona u oksidu V_{ox} . Ovaj napon se izračunava na osnovu izlaznog rada metala - ϕ_m , afiniteta elektrona u poluprovodniku - χ , energetskog procepa poluprovodnika E_G , razlike između stvarnog Fermijeveg nivoa i Fermijeveg nivoa u sopstvenom poluprovodniku - $q\psi_B$, površinske gustine naelektrisanja u oksidu - qN_{ox} i kapacitivnosti oksida po jedinici površine - C_{ox} :

$$V_{FB} = \phi_{ms} + V_{ox} = \phi_m - \underbrace{\left(\chi + \frac{E_G}{2q} + \psi_B\right)}_{\phi_s} - \frac{qN_{ox}}{C_{ox}}$$

- Razlika između stvarnog Fermijeveg nivoa i Fermijeveg nivoa u sopstvenom poluprovodniku - $q\psi_B$ određuje takozvani **Fermijev potencijal** ψ_B i zavisi od koncentracije primesa u poluprovodniku:

$$\psi_B = \frac{E_{Fi} - E_F}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i},$$

dok kapacitivnost oksida (po jedinici površine) zavisi od njegove debljine:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{t_{ox}}$$

- Naelektrisanje u osiromašenoj oblasti zavisi od njene širine $Q_D = qN_A W_D$ tako da se napon praga svodi na izraz:

$$V_T = V_{FB} + 2\psi_B + \frac{\sqrt{2\epsilon_o \epsilon_{Si} q N_A}}{C_{ox}} \sqrt{2\psi_B}$$

- Kod MOS strukture na N tipu supstrata napon praga je predstavljen izrazom:

$$V_T = V_{FB} - 2|\psi_B| - \frac{\sqrt{2\epsilon_o \epsilon_{Si} q N_D}}{C_{ox}} \sqrt{2|\psi_B|}$$

pri čemu je Fermijev potencijal:

$$\psi_B = \frac{E_{Fi} - E_F}{q} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i}$$