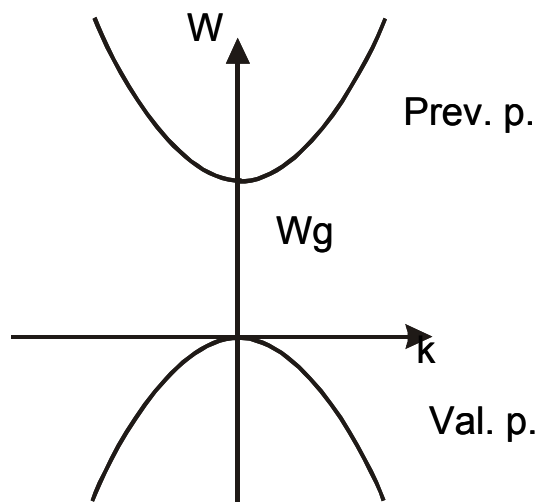


Poglavje 14

Polprevodniki

Polprevodniki so izolatorji, pri katerih je energijska špranja dovolj majhna, da je pri zmerni temperaturi del elektronov v energijskem pasu nad valenčnim. Ta je tako le malo zaseden in elektroni v njem lahko prevajajo električni tok. Pasu nad valenčnim zato pravimo *prevodni pas*.

Strukturo elektronskih pasov v polprevodniku kaže slika.



Ni nujno, da je vrh valenčnega ali dno prevodnega pasu pri $k = 0$. V treh dimenzijah je lahko struktura pasov precej zapletena in so

lahko ekestremne točke pasov pri različnih vrednostih valovnega vektorja \mathbf{k} . V vsakem primeru pa je okoli maksimuma ali minimuma energija kvadratna funkcija k , kar je značilno za lastna stanja energije prostih delcev. Za našo preprosto razpravo lahko vzamemo, da sta tako vrh valenčnega kot dno prevodnega pasu pri $k = 0$.

Najpomembnejši polprevodnik je silicij z energijsko špranjo $W_g = 1,1$ eV. Germanij ima $W_g = 0,7$ eV. Pomembni polprevodniki so še spojine elementov tretje in pete skupine periodnega sistema, na primer GaAs. Diamant ima enako strukturo kot silicij, vendar je tam W_g okoli 5 eV, tako da je verjetnost, da preide elektron v prevodni pas pri zmerni temperaturi, zanemarljivo majhna in je diamant izolator.

14.1 Cisti polprevodniki

Poglejmo najprej, koliko elektronov je pri dani temperaturi v prevodnem pasu. To dobimo tako, da ponožimo verjetnost za zasedenost stanj, to je Fermijevo funkcijo, z gostoto stanj in integriramo po prevodnem pasu. V bližini dna prevodnega pasu so elektronska stanja ravni valovi, zato lahko za račun uporabimo zveze za idealni Fermijev plin. Štejmo energijo od vrha valenčnega pasu. Število elektronov v prevodnem pasu pri temperaturi T je tedaj

$$N_e = \int_{W_g}^{\infty} f(W) dg_p$$

kjer je

$$f(W) = \frac{1}{e^{\beta(W-W_F)} + 1}$$

Gostota stanj v dnu prevodnega pasu je taka kot za proste elektrone:

$$\begin{aligned} dg_p &= \frac{4\pi (2m_e^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{W - W_g} dW = \\ &= A_p \sqrt{W - W_g} dW \end{aligned}$$

V gornjem izrazu za N_e nastopa Fermijeva energija, ki je še ne poznamo. Določimo jo iz pogoja, da je vseh elektronov N , kar je enako zahtevi, da mora biti število praznih mest v valenčnem pasu N_v enako

številu elektronov v prevodnem. Velja $N_v = N - N_{ev}$, kjer je N_{ev} število elektronov v valenčnem pasu:

$$\begin{aligned} N_v &= N - N_{ev} = \\ &= \int_{-\infty}^0 dg_v - \int_{-\infty}^0 f(W) dg_v = \\ &= \int_{-\infty}^0 [1 - f(W)] dg_v \end{aligned}$$

Upoštevali smo, da mora biti vseh stanj v valenčnem pasu ravno N , ker je pas pri $T = 0$ poln. Izrazimo

$$\begin{aligned} 1 - f(W) &= 1 - \frac{1}{e^{\beta(W-W_F)} + 1} = \\ &= \frac{e^{\beta(W-W_F)}}{e^{\beta(W-W_F)} + 1} = \frac{1}{e^{-\beta(W-W_F)} + 1} \end{aligned}$$

pa imamo

$$N_v = \int_{-\infty}^0 \frac{1}{e^{-\beta(W-W_F)} + 1} dg_v$$

Ker je odvisnost energije v vrhu valenčnega pasu kvadratna funkcija k , je gostota stanj v vrhu valenčnega pasu je enake oblike kot v prevodnem pasu, le da narašča s padajočo (negativno) energijo:

$$\begin{aligned} dg_v &= \frac{4\pi (2|m_v^*|)^{3/2}}{h^3} \sqrt{-W} dW = \\ &= A_v \sqrt{-W} dW \end{aligned}$$

S substitucijo $W' = -W$ je

$$N_v = A_v \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{W'}}{e^{\beta(W'+W_F)} + 1} dW'$$

Tudi število elektronov v prevodnem pasu lahko s substitucijo $W'' = W - W_g$ zapišemo v obliki

$$N_e = A_p \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{W''}}{e^{\beta(W''+W_g-W_F)} + 1} dW''$$

Število elektronov v prevodnem pasu in praznih mest v valenčnem pasu mora biti enako, $N_e = N_v$. Če sta obe efektivni masi enaki, je $A_p = A_v$ in mora biti

$$W_F = W_g - W_F$$

ali

$$W_F = \frac{1}{2}W_g$$

Fermijeva energija je torej na sredini energijske špranje.

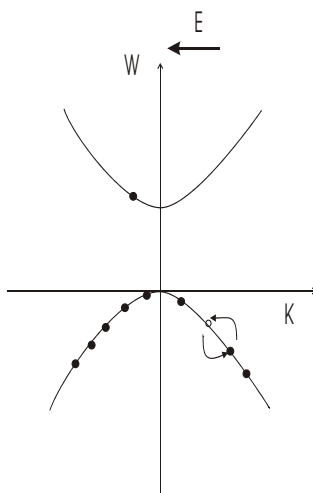
Če $m_e^ \neq |m_v^*|$, je položaj Fermijeve energije nekoliko odvisen od T :

$$W_F = \frac{1}{2}W_g + \frac{3}{4}k_B T \ln \frac{|m_v|}{m_e}$$

*

14.1.1 Električni tok in vrzeli

Električni tok v polprevodniku nosijo elektroni v prevodnem pasu in prazna mesta v valenčnem.



V zunanjem polju se prazno mesto premakne k $k \neq 0$. Skupna energija pasu se poveča za

$$\Delta W = W_v = 0 - \left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2|m_v^*|} \right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2|m_v^*|}$$

Ta izraz ima obliko kinetične energije delca z maso $|m_v^*| = -m_v^*$. Odslej naj bo kar $m_v^* = |m_v^*|$.

Gibalna količina pasu s praznim mestom pri $k = 0$ je 0, v zunanjem polju pa $-\hbar k$.

Prazno mesto se giblje v nasprotni smeri od elektronov. Kadar je valenčni pas v celoti zaseden z elektroni, je negativni naboj elektronov kompenziran s pozitivnim nabojem ionov. Prazno mesto v valenčnem pasu se tako vede kot pozitiven naboj.

Prazno mesto v vrhu valenčnega pasu se v vseh pogledih vede kot skoraj prost delec - *vrzel* - z maso $m_v^* = |m_v^*|$ in pozitivnim osnovnim nabojem e . Takim objektom pravimo kvazidelci.

Skupna gostota električnega toka je

$$j = j_e + j_v$$

Gostta toka elektronov v prevodnem pasu je ($n_e = N/V$)

$$j_e = -en_e \langle v_e \rangle = en_e \beta_e E$$

kjer je $\beta_e = -\langle v_e \rangle / E$ gibljivost elektronov. Podobno je tok vrzeli

$$j_v = en_v \langle v_v \rangle = en_v \beta_v E$$

kjer je β_v gibljivost vrzeli.

V siliciju sta gibljivosti pri sobni temperaturi $\beta_e = 0,16 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in $\beta_v = 0,04 \text{ m}^2/\text{Vs}$.

14.2 Primesi

Če dodamo v silicijev kristal petvalentno primes, na primer fosfor ali arzen v nizki koncentraciji, se ta vgradi v kristalno mrežo. Pri tem vsakemu atomu primesi ostane po en elektron, ki ne tvori kovalentne vezi in nima prostora v valencnem pasu. Vendar pri nizkih temperaturah ne gre v prevodni pas. Ion fosforja s štirimi elektroni, ki sodelujejo pri kovalentni vezi, je pozitivno nabit in privlači peti elektron. Če ne bi bilo te privlačne sile, bi šel peti elektron v prevodni pas, kjer bi bil prosto gibljiv po kristalu.

Ocenimo vezavno energijo elektrona glede na prevodni pas. Nabiti ion in elektron tvorita vodikovemu atomu podoben sistem. Vezavna energija elektrona v vodikovema atomu je

$$W_0 = -\frac{e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2}$$

Za elektron v kristalu moramo namesto prave mase uporabiti efektivno maso, kar zmanjša vezavno energijo, obenem pa poveča povprečni radij, na katerem se nahaja elektron. Poleg tega moramo upoštevati, da naboj nečistoče v svoji okolici inducira električno polarizacijo, kar lahko preprosto opišemo z dielektrično konstanto, ki zmanjša električno polje v okolici nečistoče. Tako imamo za vezavno energijo petega elektrona petvalentne primesi, to je za znižanje energije elektrona pod dno prevodnega pasu,

$$\Delta W_d = -\frac{e^4 m^*}{32\pi^2 (\varepsilon \varepsilon_0)^2 \hbar^2}$$

V siliciju je $\varepsilon = 10$ in efektivna masa nekaj desetink e_0 , tako da dobimo oceno $\Delta W_d \simeq -10^{-3} W_0$. Izmerjena vrednost za As v Si je $\Delta W_d = -0.05$ eV.

Za polprevodnike s petvalentnimi primesmi pravimo, da so tipa *n*. Petvalentni atomi so *donorske primesi*, ker dodajo en elektron. Donorski elektroni so pri nizkih temperaturah v stanju, ki je za ΔW_d pod prevodnim pasom in je vezano na nečistočo.

Če siliciju dodamo nekaj trivalentnih primesi, na primer aluminij ali galij, se tudi ta vgradi v kristalno mrežo, vendar pri tem en elektron manjka za tvorbo kovalentne vezi. V valenčnem pasu tako dobimo vrzel, ki pa ni povsem prosta. Če se vrzel oddalji od atoma aluminija, so v njegovi okolici 4 elektroni, kar pomeni, da dobimo negativno nabit ion, ki privlači pozitivno vrzel. Negativni aluminijev ion in vrzel spet tvorita vodikovemu atomu podoben sistem, v katerem je pri nizkih temperaturah vrzel vezana na nečistočo z vezavno energijo približno

$$W_a = \frac{e^4 m_v^*}{32\pi^2 (\varepsilon \varepsilon_0)^2 \hbar^2}$$

kar je spet podobna vrednost kot pri donorskih primeseh. Za Al in Ga v Si je $W_a = 0,06$ eV. Pri tem ne pozabimo, da energija vrzeli

narašča navzdol v valenčni pas, tako da je vezano stanje vrzeli za W_a nad vrhom valenčnega pasu. Trivalentni atomi so *akceptorske primesi*, polprevodnik s takimi primesmi pa je tipa *p*.

Število elektronov v prevodnem pasu v polprevodniku tipa *n* dobimo na enak način kot v čistem polprevodniku, to je, pomnožimo verjetnost, da je stanje v prevodnem pasu zasedeno, z gostoto stanj in integriramo po vseh energijah v prevodnem pasu:

$$N_e = A_p \int_0^\infty \frac{\sqrt{W}}{e^{\beta(W+W_g-W_F)} + 1} dW \quad (14.1)$$

Ker elektrone v prevodni pas prispevajo tudi donorski atomi, se zato spremeni vrednost Fermijeve energije. Pri zelo nizkih temperaturah so donorska stanja zasedena, stanja v prevodnem pasu pa prazna, zato mora biti tedaj W_F med W_d in W_g . Pri dovolj visokih temperaturah je večina donorskih stanj ioniziranih, to je, elektroni z njih preidejo v prevodni pas, zato je tedaj $W_F < W_d$, vendar še vedno nad sredino energijske špranje.

Število vrzeli v valenčnem pasu je

$$N_v = A_p \int_0^\infty \frac{\sqrt{W}}{e^{\beta(W+W_F)} + 1} dW \quad (14.2)$$

Privzeli smo, da sta efektivni masi v prevodnem in valenčnem pasu enaki in je zato $A_v = A_p$.

Pri zmerni koncentraciji donorskih primesi, to je $n_d < n_0$, in blizu sobne temperature je W_F nekoliko pod W_d , zato je $e^{\beta(W_g-W_F)} \gg 1$ in lahko v imenovalcu integrala v izrazu 14.1 zanemarimo 1. Tako je podobno kot v čistem polprevodniku

$$\begin{aligned} N_e &= A_p \int_0^\infty \sqrt{W} e^{-\beta(W+W_g-W_F)} dW = \\ &= A_p (k_B T)^{3/2} e^{-\beta(W_g-W_F)} = \\ &= V n_0 e^{-\beta(W_g-W_F)} \end{aligned}$$

Ker je W_F nad sredino energijske špranje, je tudi

$$N_v = V n_0 e^{-\beta W_F}$$

Od tod dobimo pomemben rezultat

$$n_e n_v = n_0^2 e^{-W_g/k_B T}$$

Produkt gostote elektronov v prevodnem pasu in vrzeli v valenčnem je neodvisen od vrednosti W_F in od koncentracije primesi. V polprevodniku tipa n je pri zmerni temperaturi večina elektronov z donorskih stanj, zato je gostota elektronov v prevodnem pasu precej večja kot v čistem polprevodniku, koncentracija vrzeli v valenčnem pasu pa mnogo manjša. Elektroni so v polprevodniku tipa n *večinski nosilci toka*, vrzeli pa *manjšinski*.

Da dobimo gostoto elektronov v prevodnem pasu, moramo izračunati W_F . To dobimo s pomočjo pogoja, da je število elektronov v prevodnem pasu enako številu nezasedenih donorskih stanj in vrzeli v valenčnem pasu:

$$\begin{aligned} n_e &= n_v + n_d [1 - f(W_d)] = \\ &= n_v + \frac{n_d}{e^{-\beta(W_d - W_F)} + 1} \end{aligned}$$

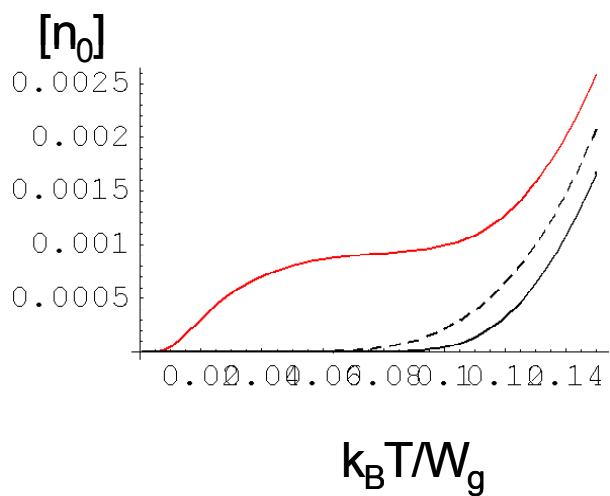
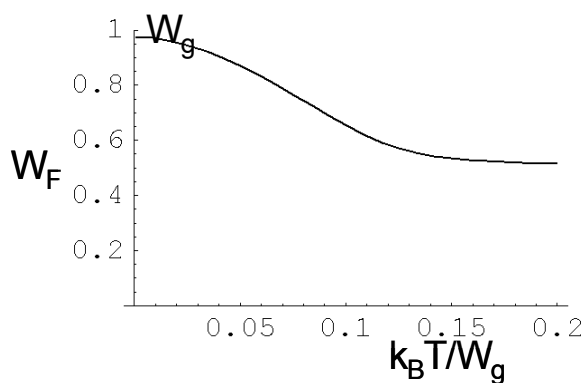
V okolici soben temperature je velik del donorskih atomov ioniziran, število vrzeli pa majhno, zato lahko za oceno vzamemo $n_v = 0$ in $n_e = n_d$ ali

$$n_0 e^{-\beta(W_g - W_F)} = n_d$$

od koder dobimo

$$W_F = W_g - k_B T \ln \frac{n_0}{n_d}$$

Da bo ta približek uporaben, mora seveda biti $n_d < n_0$, kot smo že na začetku zahtevali, in temperatura ne sme biti previsoka. Pri visokih temperaturah ne smemo več zanemariti prispevka elektronov iz valenčnega pasu, to je n_v . Ko T narašča, ti prevladajo in n_e postane skoraj enaka kot n_v , zato se polprevodnik začne obnašati kot čist in W_F je na sredini energijske špranje. Pri nizkih temperaturah pa ne smemo predpostaviti, da so vsi donorji ionizirani. Natančen račun $W_F(T)$ in $n_e(T)$ za $n_d = 0.001n_0$ kažeta spodnji sliki. Na drugi sliki sta prikazani tudi gostoti vrzeli (črna črta) in gostota elektronov ali vrzeli v čistem polprevodniku (črtkano).



Na drugi sliki vidimo, da ima v določenem območju temperature gostota elektronov približno vrednost koncentracije donorskih atomov. Je tudi precej večja kot v čistem polprevodniku, zato je tudi prevodnost precej večja, za $n_d = 0.001 n_0$ je 10^6 krat večja.

V polprevodnikih tipa p je položaj povsem podoben. Večinski nosilci so vrzeli, katerih gostota v prevodnem pasu je pri zmernih temperaturah blizu gostote akceptorskih primesi. Fermijeva energija je tedaj blizu energije akceptorskih stanj.

14.2.1 Merjenje vrste in gostote nosilcev toka s Hallovim pojavom

Če po vodniku v obliki kvadra s stranicami a, b in c teče električni tok v smeri roba c in je vodnik v magnetnem polju v smeri roba b , dobimo med stranicama kvadra v smeri pravokotno na tok in polje Hallovo napetost U_H . Ta je posledica tega, da magnetno polje na potujoče nosilce toka deluje z magnetno silo, zaradi česar se na stranskih strnicah nabere električni naboj. Električno polje E_H tega naboja mora ravno kompenzirati magnetno silo:

$$eE_H = e \langle v \rangle B$$

Poprečna hitrost potovanja nosilcev je povezna z gostoto toka in gostoto nosilcev:

$$j = en \langle v \rangle$$

Zato je

$$E_H = \frac{jB}{en}$$

Ker je $I = abj$ in je $E_H = U_H/a$, je Hallova napetost

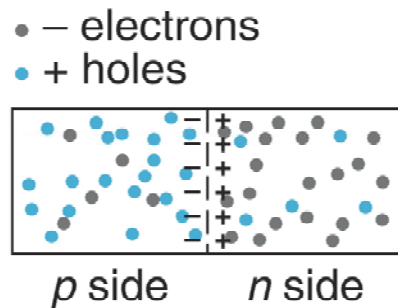
$$U_H = \frac{IB}{ben}$$

Z merjenjem Hallove napetosti torej lahko določimo predznak naboja nosilcev toka in njihovo gostoto.

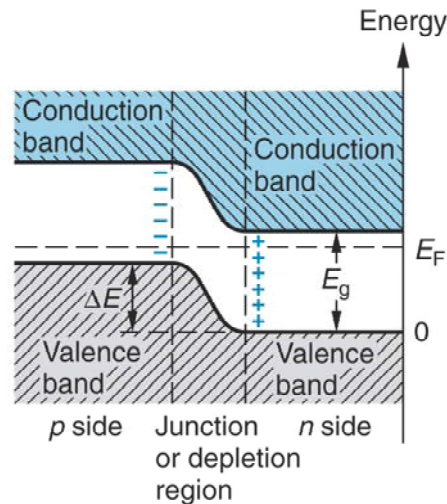
14.3 Stik p-n in usmerniška dioda

Staknimo kos polprevodnika tipa n s kosom tipa p . Na meji se elektroni s strani n rekombinirajo z vrzeli na strani p . V homogenem kosu polprevodnika n je negativni naboj elektronov v prevodnem pasu kompenziarn s pozitivnim nabojem donorskih ionov. Zaradi rekombinacije na stiku $p-n$ elektronov se gostota elektronov in vrzeli ob stiku zmanjšuje, ostaja pa pozitivni naboj donorskih ionov na strani n in negativni naboj akceptorskih ionov na strani p . Ti naboji povzročijo električno polje, ki elektrone in vrzeli odbija od stika in zaustavi rekombinacijo. Tako dobimo ravnovesno stanje, v katerem je na obeh straneh

stika *izpraznjeni sloj*, v katerem ni prostih nosilcev toka, to je elektronov in vrzeli, pač pa vezani naboji donorskih in akceptorskih ionov ustvarjajo električno polje in skok potencialne energije elektronov in vrzeli. Položaj kažeta spodnji sliki.



Spodnja slika prikazuje energijska pasova v odvisnosti od razdalje od stika. V področju, v katerem se potencialna energija elektronov spreminja, ni ne elektronov ne vrzeli.



V ravnovesju, ko na stiku p-n ni zunanje napetosti, je Fermijeva energija na obeh straneh izenačena. Ker je W_F na strani *p* blizu akceptorskih stanj, na strani *n* pa blizu donorskih stanj, je potencialni skok (na sliki označen ΔE) na stiku približno

$$\Delta W_{pn} = W_{Fn} - W_{Fp} \simeq W_d - W_a$$

kar je le malo manj od W_g . Tu sta W_{Fn} in W_{Fp} vrednosti Fermijeve energije na obeh straneh, merjeni od vrha valenčnega pasu daleč stran od stika p-n.

Da mora Fermijeva energija res biti na obeh straneh enaka, sledi iz nalsednjega razmisleka. Pri obravnavi Fermi-Diracove porazdelitve smo W_F vpeljali kot Lagrangeov multiplikator, s katerim smo upoštevali zahtevo, da mora biti število vseh fermionov določeno. V stiku p-n lahko elektroni prehajajo z ene strani na drugo, zato mora veljati, da je število vseh elektronov na obeh starih fiksirano. To pa pomeni, da mora biti W_F na obeh straneh enaka. Ta pogoj je povsem analogen pogoju, da je v ravnovesju temperatura dveh kosov snovi, ki sta v toplotnem stiku, enaka.

Razmere ob stiku lahko razložimo s tokovi elektronov in vrzeli, ki tečejo z ene strani na drugo. Poglejmo elektrone. Na strani p imamo v valenčnem pasu na meji izpraznjenega sloja majhno število manjšinskih elektronov z gostoto

$$n_{ep} = n_0 e^{-\beta(W_g - W_{Fp})}$$

Del teh elektronov lahko slučajno (z difuzijo) zaide v območje potencialnega skoka in se skotali na stran n . To da nek majhen tok elektronov s strani p na stran n

$$I_{ep} = An_0 e^{-\beta(W_g - W_{Fp})}$$

Konstanta A je sorazmerna s površino stika in odvisna še od podrobnosti difuzije elektronov v okolici stika. Na strani n ima majhno število elektronov dovolj veliko energijo, da lahko preidejo preko potencialnega skoka. Delež elektronov z dano energijo v prevodnem pasu pada eksponentno z energijo, zato je gostota elektronov, ki imajo dovolj energije

$$n_{en} e^{-\beta \Delta W_{pn}} = n_0 e^{-\beta(\Delta W_{pn} + W_g - W_{Fn})}$$

Del teh elektronov lahko zaide na stran p , zato dobimo tok s strani n na stran p

$$I_{en} = An_0 e^{-\beta(\Delta W_{pn} + W_g - W_{Fn})}$$

V ravnovesju morata biti ta dva tokova enaka, zato mora biti

$$W_g - W_{Fp} = \Delta W_{pn} + W_g - W_{Fn}$$

ali

$$\Delta W_{pn} = W_{Fn} - W_{Fp}$$

iz česar sledi, da se mora W_F na obeh straneh izenačiti.

Prav podobna analiza velja za vrzeli. Tok manjšinskih vrzeli s strani n (I_{vn}) mora biti v ravnovesju enak toku vrzeli z dovolj energije s strani p (I_{vp}). Velja

$$\begin{aligned} I_{vn} &= A'n_0e^{-\beta W_{Fn}} \\ I_{vp} &= A'n_0e^{-\beta(\Delta W_{pn} + W_{Fp})} \end{aligned}$$

Priključimo na oba prosta konca napetost V , ki jo štejemo pozitivno, če je pozitivni priključek na strani p . Skok potencialne energije elektronov na stiku p-n se zato zmanjša za eV . Zato tok večinskih elektronov s strani n na stran p naraste za faktor $e^{\beta eV}$. Po drugi strani tok manjšinskih elektronov I_{ep} s strani p ostane nespremenjen, ker je odvisen le od tega, koliko elektronov je na p strani v prevodnem pasu, nič pa od višine potencialnega skoka. Tako je neto tok elektronov

$$\begin{aligned} I_e &= I_{ep}e^{\beta eV} - I_{ep} = \\ &= I_{ep} \left(e^{eV/k_B T} - 1 \right) \end{aligned}$$

Podobno naraste tok večinskih vrzeli s strani p na stran n , tok manjšinskih vrzeli s strani n na p pa se ne spremeni in je neto tok vrzeli

$$I_v = I_{vn} \left(e^{eV/k_B T} - 1 \right)$$

Celoten tok skozi stik $p - n$ je tako

$$I = I_0 \left(e^{eV/k_B T} - 1 \right) \quad (14.3)$$

Enak izraz velja tudi, če je napetost na stiku negativna. Tedaj se tokova večinskih nosilcev še zmanjšata, ostaneta le tokova manjšinskih nosilcev $-I_0$.

Stik $p - n$ deluje kot usmerniška dioda. Ker pri napetosti v odprti smeri tok narašča eksponentno z napetostjo, je padec napetosti na diodi le nekaj desetink volta tudi pri velikih tokovih. Pri napetosti v zaporni smeri pa je tok I_0 pri uporabi v usmerniku zanemarljivo majhen.

Polprevodniške diode so uporabne tudi v druge namene. Pri dovolj visoki napetosti v zaporni smeri dobijo v izpraznjenem sloju redki manjšinski elektroni, ki tečejo s strani n na stran p , dovolj energije, da povzročijo nastanek novih parov elektron-vrzel. Tedaj tok v zaporni smeri hitro močno naraste. Pri ustrezno izdelani diodi je napetost, pri kateri se to zgodi, zelo dobro določena in jo lahko uporabimo kot referenčno napetost za stabilizacijo toka ali napetosti.

14.3.1 Fotodiode

Pomembna je uporaba stika $p - n$ za detekcijo svetlobe. Foton z energijo, večjo od W_g , lahko v polprevodniku vzbudi elektron iz valenčnega pasu v prevodnega, tako da dobimo par elektron - vrzel. Pojavu pravimo *notranji fotoefekt*. Če par nastane v izpraznjenem sloju stika $p - n$ ali v njegovi neposredni bližini, steče elektron na stran n , vrzel pa na stran p in skozi sklenjen zunanji tokokrog steče sunek toka $2e$. V fotodiodi mora biti ena stran zelo tenka, da lahko svetloba pride v bližino stika. Tok, ki je posledica absorpcije fotonov, teče v zaporni smeri, zato je skupni tok skozi diodo

$$I = I_0 \left(e^{eV/k_B T} - 1 \right) - I_f$$

kjer je

$$I_f = 2e \frac{\eta P_s}{h\nu}$$

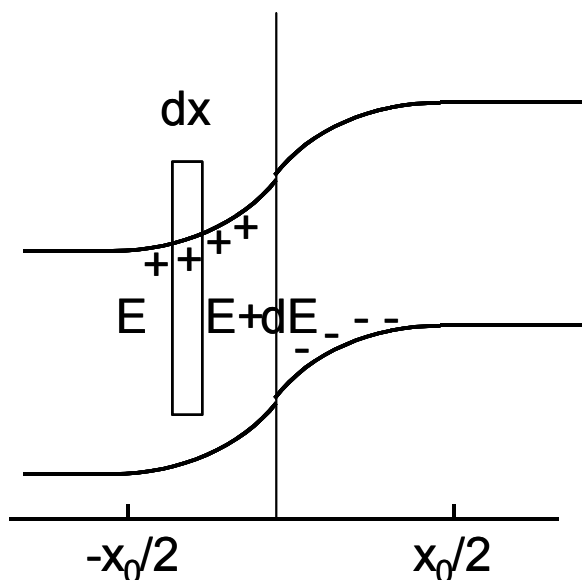
Tu je P_s moč svetlobe, ki pada na diodo, η pa izkoristek pri detekciji.

Fodoiode so danes najpogostejši detektorji svetlobe. Množica diod, razporejenih v mrežo, omogoča zaznavanje slike. Taki mrežni detektorji so v digitalnih fotoaparatih in videokamerah.

Ce želimo, da je odziv dektorja linearen, moramo paziti, da je napetost na detektorju 0 ali v zaporni smeri. Izkoristek detekcije η je velik, nad 50%. Najmanši signal, ki ga še lahko zaznamo, je določen s šumom zapornega toka. Ta predstavlja ozadje signala in ga je potrebno odšteti. Zaporni tok je eksponentno odvisen od teperature in ga je mogoče močno zmanjšati s hlajenjem detektorja. Tako mrežne detektorje, ki jih uporabljajo za zaznavanje slik v astronomiji, hladijo do blizu $-100^\circ C$ in s tem lahko zaznajo tudi zelo šibke izvore svetlobe v vesolju.

14.3.2 *Širina stika p-n

Napetostni skok in polje v izpraznjenem sloju ob stiku $p-n$ izvira iz nabojev donorskih in akceptorskih ionov, ki jih ob stiku ne kompenzirajo naboji elektronov in vrzeli. Naj sta koncentraciji donorjev n_d na strani n in akceptorjev n_a na strani p enaki. Izhodišče koordinate x naj bo na stiku. Izpraznjeni sloj naj je med $-x_0/2$ in $x_0/2$.



Zamislimo si ozko pravokotno škatlo med x in $x + dx$. Po zakonu o električnem pretoku je

$$\begin{aligned} \varepsilon\varepsilon_0(E + dE)S - \varepsilon\varepsilon_0ES &= en_dS dx \\ \frac{dE}{dx} &= \frac{en_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \end{aligned}$$

kjer je S površina stranice pravokotne na x . Tako je električno polje na strani n

$$E = \frac{en_d}{\varepsilon\varepsilon_0}x + C$$

Integracijsko konstanto določimo iz pogoja, da je $E(-x_0/2) = 0$. Dobimo $C = \frac{en_dx_0}{2\varepsilon\varepsilon_0}$ in

$$E = \frac{en_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(x + \frac{x_0}{2} \right)$$

Skok potenciala je ravno dvakrat napetost med 0 in $-x_0/2$, to je

$$\begin{aligned} V_0 &= -2 \int_0^{-x_0/2} E dx = \\ &= 2 \frac{en_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-x_0/2}^0 \left(x + \frac{x_0}{2}\right) dx = \\ &= \frac{en_d x_0^2}{4\varepsilon\varepsilon_0} \end{aligned}$$

Debelina izpraznjenega sloja je tako

$$x_0 = \sqrt{\frac{4\varepsilon\varepsilon_0 V_0}{en_d}}$$

Zunanja napetost v prevodni (pozitivni) smeri zmanjša skok potenciala, zato se tudi debelina izpraznjenega sloja spremeni:

$$x_0 = \sqrt{\frac{4\varepsilon\varepsilon_0 (V_0 - V)}{en_d}} \quad (14.4)$$

Zunanja napetost v zaporni smeri lahko znatno poveča debelino izpraznjenega sloja.

Stik $p - n$ deluje tudi kot nekakšen kondenzator. Izračunajmo njegovo kapacitivnost. Vezani naboj na n strani je

$$q = \frac{1}{2} S x_0 e n_d = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 (V_0 - V)}{en_d}}$$

Kapacitivnost je

$$C = \frac{q}{V} = \frac{S}{V} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 (V_0 - V)}{en_d}}$$

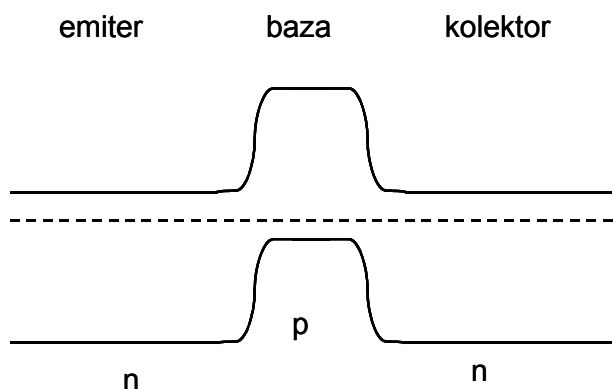
Efektivna kapacitivnost je odvisna od napetosti na stiku, kar izkoriščajo varikap diode. S tako diodo lahko na primer v nihajnem krogu s spreminjanjem napetosti na diodi spreminjamo frekvenco nihajnega kroga.

14.4 Tranzistor

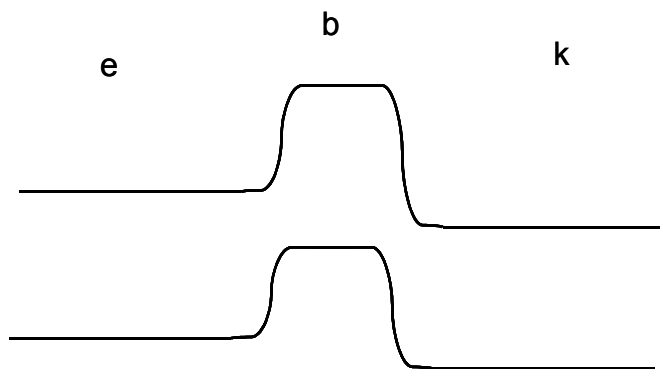
Tranzistor je sestavljen iz treh kosov polprevodnika, dveh tipa n , med katerima je ozko območje tipa p . Na vsakem delu je elektroda. Tak je

tranzistor $n - p - n$. Tranzistor $p - n - p$ deluje povsem enako, le da so zamenjani predznaki napetosti na elektrodah.

Schema energijskih pasov v tranzistorju $n - p - n$ brez zunanjih napetosti je prikazana na sliki.



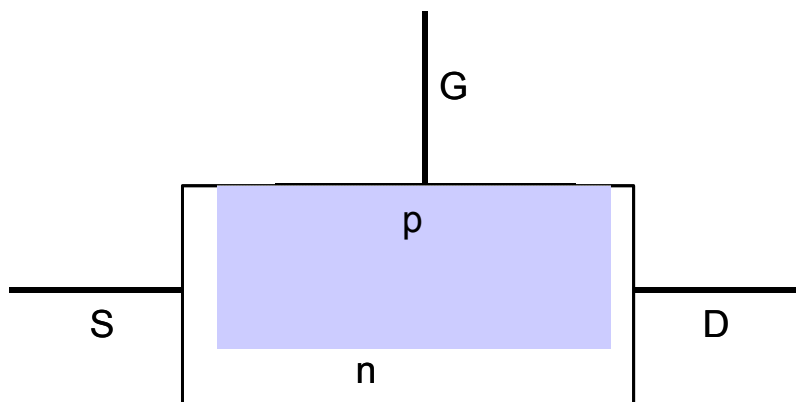
Ko damo na emiter glede na bazo negativno napetost, se tok elektronov iz emiterja v bazo poveča. Ker je območje baze ozko, večina elektronov z difuzijo pride v območje stika med bazo in kolektorjem, preden se rekombinira z vrzelmi v bazi, in velik del elektronov steče iz baze v kolektor. Preostali del toka med emiterjem in bazo steče v bazo kot bazni tok I_B . Ta je tipično 10-1000 krat manjši od toka iz emiterja I_E . Tranzistor torej deluje kot tokovni ojačevalnik s tokovnim ojačenjem $\beta = I_E/I_B$.



S spreminjanjem napetosti med bazo in emiterjem lahko tranzistor deluje tudi kot električno stikalo, kar je osnova logičnih vezij.

14.4.1 FET

Debelina izpraznjenega sloja se z napetostjo v zaporni smeri poveča. To izkorišča FET tranzistor (Field effect transistor). Shematično je prikazan na naslednji sliki.



Z napetostjo v zaporni smeri na elektrodi G (gate - vrata) se spreminja debelina izpraznjenega sloja (modro). Ker tam ni nosilcev toka, se s tem spreminja upornost med S (source) in D (drain). Dovolj velika napetost na vratih lahko prekine tok med S in D. Prednost FET tranzistorja je, da je tok na vratih manjši kot bazni tok pri običajnem tranzistorju $n - p - n$.

Še manjši tok na vratih je mogoče doseči s tem, da so vrata izolirana s tanko plastjo silicijevega oksida. Tak MOS FET tranzistor deluje podobno kot FET, le da se širina prevodnega kanala spreminja zaradi električnega polja pod izolirano elektrodo G. Ta ima seveda neko kapacitivnost in je za preklon MOS FET tranzistorja na vrata treba prenesti določen naboj.