

### p-n siire

Kasutatakse põhiliselt diodides, transistorides ja teistes pooljuhtseadistes, kus vajatakse voolu kulgemist vaid ühes suunas.

Vastupinge (positiivne pinge n-tüüpi pooljuhi pool)

Päripidine pinge (positiivne pinge p-tüüpi pooljuhi pool)

1

### Tsoonipilt

Olgu meil p-tüüpi ja n-tüüpi pooljuhid.

Fermi tasemed neis materjalides asuvad erinevates kohtades.

Mis juhtub, kui me need pooljuhid omavahel kontakteerime ?

2

### Tsoonipilt

Voolu puudumisel peab Fermi tase olema kogu süsteemis ühel kõrgusel.

3

### Tsoonipilt

Suured kontsentratsiooni gradiendid sunnivad auke difundeeruma p-tüüpi pooljuhist n- poolele ning elektrone n-tüüpi pooljuhist p-poolele.

4

### Tsoonipilt

Seetõttu jäävad laetud doonori- ja aktseptori ioonid siirde piirkonnas kompenseerimata- tekib negatiivne ruumlaeng p-tüübi piirkonnas ja positiivne ruumlaeng n-tüübi piirkonnas.

5

### Tsoonipilt

Ruumlaeng tekitab sisemise elektrivälja  $E$ .

Selle ruumlaengu elektrivälja mõjul triivivad augud n-tüübist p-poolele ja elektronid p-tüübist n-poolele.

6

### Mõned lihtsustused

p-n siirde omaduste kirjeldamiseks on meil vaja teada siirde paksust, elektronide ja aukude laengujaotust ning elektrivälja tugevust.

Mudeli loomiseks tuleb meil teha mõningad lihtsustused:

- Siire on järsk ning mõlemad pooled on ühtlaselt legeeritud,
- Liikuvate laengukandjate tihedus siirde alas on null,
- Üleminek pooljuhi neutraalse ruumi ning siirdeala vahel on samuti järsk.

Võttes aluseks need lihtsustused vaatame nüüd laengukandjate **voolu** komponente p-n siirdes, **kontaktpotentsiaali** ning **siirdeala paksust**.

7

### Laengukandjate voolu tihedus

Ilma välise elektriväljaga peavad laengukandjate difusioonivoolud ja triivivoolud olema võrdsed.

Siis aukude voolutihedus on:

$$J_p = e\mu_p p E - eD_p \frac{dp}{dx} = 0$$

triv

$$D_p = \left(\frac{kT}{e}\right)\mu_p \quad \text{Kasutame Einsteini valemit} \quad E = \frac{1}{e} \frac{dE_i}{dx}$$

Asendame, siis saame:

$$J_p = e\mu_p p \left(\frac{1}{e} \frac{dE_i}{dx}\right) - kT\mu_p \frac{dp}{dx} = 0$$

Elektrivälja tugevus avaldub kui  $E_i$  taseme muutus

8

### Laengukandjate voolu tihedus

Aukude kontsentratsiooni saame avaldisest:

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT}$$

Tema tuletis on siis

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p}{kT} \left( \frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right)$$

Asendades selle nüüd aukude voolutiheduse võrrandisse saame

$$J_p = \mu_p p \left( \frac{dE_F}{dx} = 0 \right)$$

Siit saame ka tõenduse, et termilises tasakaalus Fermi nivoo peab olema muutumatu kogu siirde ulatuses!!!

9

### Sisemine pinge (built-in voltage)

p- ja n- tüüpi pooljuhtide erineva Fermi nivoo kõrguse tõttu tekib nende pooljuhtide kontakteerumisel nn. sisemine pinge  $V_{bi}$ .

$$eV_{bi} = E_g - (E_C - E_F)_n - (E_F - E_V)_p$$

10

### Sisemine pinge (built-in voltage)

Teatavasti Fermi nivoo asukohta võis arvutada avaldistest:

$$(E_C - E_F)_n = -kT \ln \left( \frac{n_n}{N_C} \right) \quad (E_F - E_V)_p = -kT \ln \left( \frac{p_p}{N_V} \right)$$

Järelikult:

$$eV_{bi} = E_g + kT \ln \left( \frac{n_n p_p}{N_C N_V} \right) = E_g - kT \ln \left( \frac{N_C N_V}{n_n p_p} \right)$$

11

### Sisemine pinge (built-in voltage)

Laengukandjate omakontsentratsiooni saab arvutada teatavasti nii:

$$n_i^2 = N_C N_V \exp \left( -\frac{E_g}{kT} \right)$$

avaldame  $E_g$

$$E_g = kT \ln \left( \frac{N_C N_V}{n_i^2} \right)$$

Lõpuks saame:

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_n p_p}{n_i^2} \right) \quad \text{osakeste jäävuse seadus!}$$

12

## Sisemine pinge (built-in voltage)

Kui  $n_n$  ja  $n_p$  on elektronide kontsentratsioonid n- ja p-tüüpi pooljuhis, siis osakeste jäävuse seaduse kohaselt:

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2$$

Seega sisemise pinge jaoks saame avaldise:

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p_p}{p_n}\right)$$

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_n}{n_p}\right)$$

13

## Sisemine pinge (built-in voltage)

Järeldused:

- Mida tugevamini on legeeritud mõlemad pooljuhid, seda suurem tuleb sisemine pinge.

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p_p}{p_n}\right)$$

- Maksimaalne sisemine pinge on võrdne keelutsooni laius  $E_g/e$

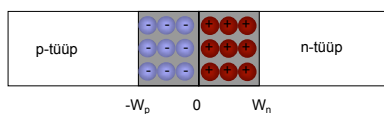
$$eV_{bi} = E_g + kT \ln\left(\frac{n_n p_p}{N_c N_v}\right) = E_g - kT \ln\left(\frac{N_c N_v}{n_n p_p}\right)$$

14

## Siirde piirkond (depletion region)

Vaatleme siirdeala lähemalt

Meil on pingestamata järsk siire:



Nüüd oleks meil vaja arvutada siirdeala kogupaksus  $W$ ,

$$W = W_p + W_n$$

15

## Siirde piirkond (depletion region)

Siirdeala paksuse arutamiseks tuleb meil lahendada Poissoni võrrand, mis seob elektrostaatilist potentsiaali  $\psi$  ning ruumlaengu  $\rho$  jaotumist:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho_s}{\epsilon_s} = -\frac{e}{\epsilon_s} (N_D - N_A + p - n)$$

Siin me eeldame, et doonorid ning akseptorid on täielikult ioniseeritud, s.t.  $N_D$  tähendab ioniseeritud doonorite ning ka üldist doonorite kontsentratsiooni.

16

### Siirde piirkond (depletion region)

p-tüübi pool siiret (negatiivne ruumlaeng) võime võrrandit lihtsustada:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{eN_A}{\epsilon_s} \quad \text{kui } -W_p \leq x \leq 0$$

Samamoodi lihtsustub võrrand n-tüübi pool (positiivne ruumlaeng):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_s} \quad \text{kui } 0 \leq x \leq W_n$$

17

### Ruumlaengu jaotus

Üldise ruumlaengu neutraalsuse nõude järgi peab olema:

$$N_A W_p = N_D W_n$$

18

### Elektrivälja jaotus

Integreerides Poissoni võrrandit saame elektrivälja tugevuse sõltuvuse siirde p-osas:

$$E(x) = -\frac{d\psi}{dx} = -\frac{eN_A(x+W_p)}{\epsilon_s} \quad \text{kui } -W_p \leq x \leq 0$$

Ning samamoodi siirde n-osas:

$$E(x) = \frac{eN_D(x-W_n)}{\epsilon_s} \quad \text{kui } 0 \leq x \leq W_n$$

Seega elektrivälja muutub lineaarselt koordinaadist x !

19

### Elektrivälja jaotus

Elektrivälja jaotust võib siis kujutada niimoodi:

Integreerides elektrivälja tugevust üle kogu siirde piirkonna saame kogu potentsiaali muutuse ehk sisemise pinge.

20

### Elektrivälja jaotus

Kohas  $x=0$ , kus kaks piirkonda kontakteeruvad, on elektrivälja tugevus maksimaalne -  $E_{\max}$

$$E_{\max} = -\frac{eN_A W_p}{\epsilon_s} = \frac{eN_D W_n}{\epsilon_s}$$

Sisemise pinge saamiseks tuleb integreerida:

$$V_{bi} = -\int_{-W_p}^{W_n} E(x) dx = \frac{eN_A W_p^2}{2\epsilon_s} + \frac{eN_D W_n^2}{2\epsilon_s} = \frac{1}{2} E_{\max} W$$

Siirdeala paksus

21

### Siirdeala paksus W

Kombineerides eeltoodud võrrandeid võime siirdeala paksuse avaldada funktsioonina lisandite kontsentratsioonist ja sisemisest pingest:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{e} \left( \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right) V_{bi}} \quad W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{e} \left( \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right) V_{bi}}$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{e} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}$$

22

### Ühepoolne järsk siire

Ühepoolse, s.t. p\*-n siirde puhul, kus  $N_A \gg N_D$ , muutub siirde p-ala paksus väga kitsaks ning kogu siirdeala paksuse määrab põhiliselt ära nõrgemini legeeritud n-ala:

$$W \cong W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{eN_D}}$$

23

### Termiline tasakaal

Vaatleme nüüd, mis juhtub p-n siirdega, kui me rakendame välist pinget. Siis ei saa me enam rääkida termilisest tasakaalust.

24

### Mittetasakaaluline siire.

Väline elektriväli → lisandunud laengukandjad

Puudub termiline tasakaal → Fermi-Diraci jaotus **EI KEHTI!**

Tegeliku jaotuse leidmiseks toome sisse **Fermi kvaasitasemed**  $E_{Fn}, E_{Fp}$

Siis saame:

$$\begin{cases} n = n_0 + \Delta n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_F}{kT}\right) \\ p = p_0 + \Delta p = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fp}}{kT}\right) \end{cases}$$

Siin  $\Delta n$  ja  $\Delta p$  on elektronide ja aukude lisandunud kontsentratsioonid

Mida väiksemad need on, seda lähemal tasakaalulisele Fermi nivoole kvaasitasemed on.

25

### Mittetasakaaluline siire.

Elmiste võrrandite korutus annab:

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right)$$

Üldiselt töötavad kõik pn siirded suhteliselt nõrgal injeksioonil, s.t. tingimustes, kus mittepõhiliste laengukandjate kontsentratsioon muutub kuid põhiliste laengukandjate kontsentratsioon jääb peaaegu samaks. Siis **põhiliste** laengukandjate Fermi kvaasinivoo langeb kokku Fermi nivooaga.

26

### Päripinge

$V_F$

Summaarne elektrostaatiline potentsiaal siirde alas **väheneb**  $V_F$  võrra  
Samaaegselt **väheneb** ka siirdeala paksus  $W$

27

### Vastupinge

$V_R$

Summaarne elektrostaatiline potentsiaal siirde alas **suureneb**  $V_R$  võrra  
Samaaegselt **suureneb** ka siirdeala paksus  $W$

28

## Siirdeala paksus välise pinge korral

Välise pinge  $V$  on positiivne päripinge puhul ning negatiivne vastupinge korral, seega

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{e} \left[ \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right] (V_{bi} - V)}$$

Seega  $W \propto \sqrt{V_{bi} - V}$

Üldiselt võime seega kasutada kõiki termilises tasakaalus saadud p-n siirde valemeid ka pingestatud siirde korral, kui asendada vaid  $V_{bi}$  avaldisega

$V_{bi} - V$ , kus  $V$  on siirdele rakendatud väline pinge.

29

## Vool pingestatud siirdes Triiv

Välise pinge suurendab elektrivälja tugevust siirde piirkonnas.

Ometi jääb elektrivälja siirde piirkonnas üldjuhul alati suuremaks kui laengukandjate kiiruste küllastumiseks vajalik elektrivälja ( $E > 10 \text{ kVcm}^{-1}$ )...

...ja seetõttu ei muuda välise pinge tõttu muutunud elektrivälja oluliselt aukude ja elektronide voolu triivi komponenti siirdes....

...kõik laengukandjad, mis siirde piirkonda sisenevad, tõmmatakse sealt ka ära ning üldine triivivool **ei muutu**.

30

## Vool pingestatud siirdes Difusioon

Välise pinge muudab tugevalt potentsiaalse energia profiili siirdes ning seetõttu ka laengukandjate kontsentratsiooni gradienti...

...seetõttu väline pinge mõjutab oluliselt voolu difusiooni komponenti.

Kui aukude tihedus termilises tasakaalus avaldub

$$\frac{p_p}{p_n} = e^{eV_{bi}/kT}$$

Siis välise pinge  $V$  korral

$$\frac{p(-W_p)}{p(W_n)} = e^{e(V_{bi}-V)/kT}$$

31

## Vool pingestatud siirdes Difusioon

Oletame, et siirdele ei sisestata just eriti palju laengukandjaid ning seetõttu **põhiliste** laengukandjate kontsentratsioon pinge tõttu **ei muutu**, s.t.

$$p(-W_p) = p_p$$

Võttes nüüd kahe eelmise võrandi suhte, saame

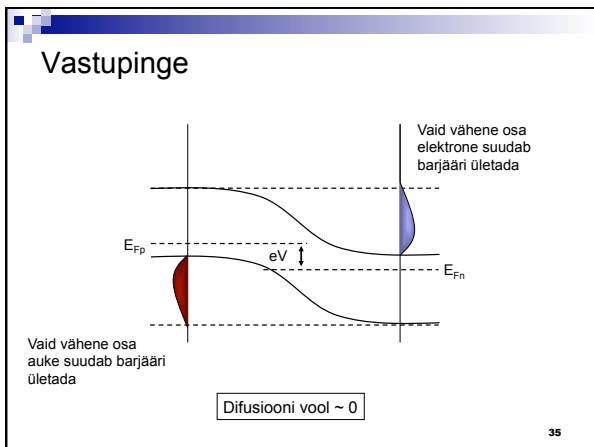
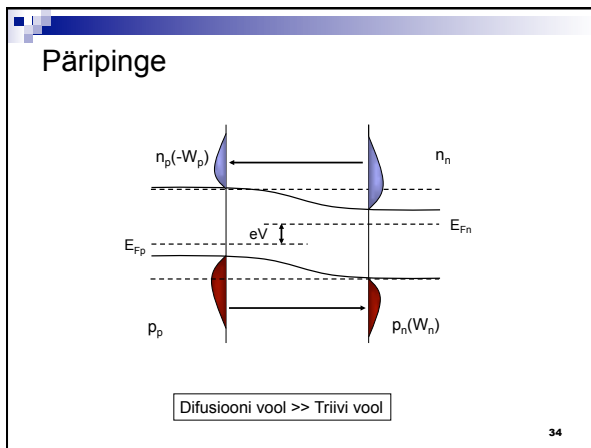
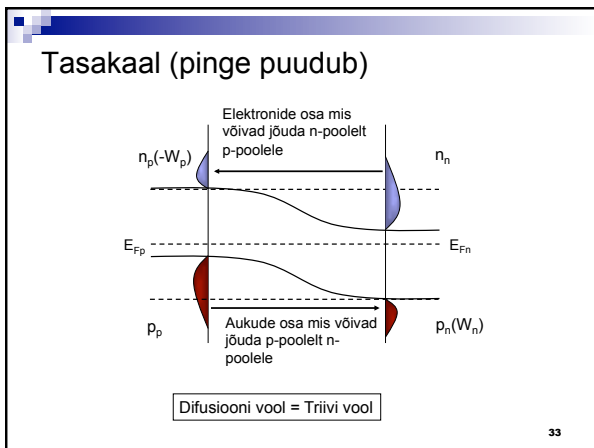
$$\frac{p(W_n)}{p_n} = e^{eV/kT}$$

Ainult need augud, millel on küllaldaselt energiat, et ületada potentsiaalibarjäär  $V_{bi}-V$  võivad jõuda p-poleelt n- poolele...

...suurendame  $V$  (päripinge) – väheneb barjäär – rohkem auke siirdele

32





### Vool pingestatud siirdes

Pingestatud siirdesse juurde tulnud augud:

$$\delta p_n = p(W_n) - p_n = p_n (e^{eV/kT} - 1)$$

Me teame, et juurdetulnud **mittepõhiliste** laengukandjate kontsentratsioon väheneb eksponentsiaalselt põhimaterjalis tänu rekombinatsioonile ja see kahanemine on määratud **difusioonitee pikkusega**. Seega aukude kontsentratsioon siirdealast väljaspool on siis

$$\Delta p(x) = \delta p_n e^{-(x-W_n)/L_p} = p_n (e^{eV/kT} - 1) e^{-(x-W_n)/L_p}$$

Samamoodi muidugi ka elektronidele

$$\Delta n(x) = \delta n_p e^{(x+W_n)/L_n} = n_p (e^{eV/kT} - 1) e^{(x+W_n)/L_n}$$

36

## Vool pingestatud siirdes

Kuna me eeldame, et triivivoolu väline pinge ei mõjuta, siis koguvoolu jaoks peame arvestama vaid difusiooni voolu komponendiga

$$J_p(x) = -eD_p \frac{d(\Delta p(x))}{dx} = e \frac{D_p}{L_p} (\Delta p(x))$$

n-poolle juurdetunud aukude vool on võrdeline juurdetunud aukude kontsentratsiooniga kohas x. n-poolle jõudev koguvool on siis määratud vooluga punktis  $x=W_n$ :

$$J_p(W_n) = e \frac{D_p}{L_p} p_n (e^{eV/kT} - 1)$$

37

## Dioodi võrrand

Kui me eeldame, et siirde alas ei toimu mingit rekombinatsiooni, siis koguvool siirdes moodustub aukude voolust punktis  $W_n$  ning elektronide voolust punktis  $-W_p$ :

$$J = J_p(W_n) + J_n(-W_p)$$

$$J = J_s (e^{eV/kT} - 1)$$



**Jääkvoolu**  
(saturation current)  
tihedus

$$J_s = \frac{eD_p p_n}{L_p} + \frac{eD_n n_p}{L_n}$$

38

## Reaalse dioodi võrrand

Ideaalse dioodi puhul eeldasime:

- Puudub rekombinatsioon ja generatsioon siirdealas.
- Siirdealasse siseneb vähene arv laengukandjaid ("low-level injection")
- Väljaspool siirdeala on pooljuhid neutraalsed

39

## Reaalse dioodi võrrand

Reaalses diodis:

- Päripingel kasvab rekombinatsioon siirdealas!
- Vastupingel suureneb generatsioon siirdealas!
- Tugevamatel päripingetel ei kehti enam vähese injektsiooni tingimus!
- Tugevamatel päripingetel ei saa ignoreerida pooljuhtide oomilist takistust.
- Siirdeala ei lõpe järsult!

40

### Reaalse diodi võrrand

Vastupingel avalduvat generatsioonivoolu võib leida avaldisest:

$$J_{gen} = \int_0^W eGdx = \frac{en_iW}{2\tau_0}$$

Siin  $W$  in siirdeala paksus,  $n_i$  on laengukandjate omakontsentratsioon,  $\tau_0$  on laengukandjate efektiivne eluiga siirdealas,  $G$  - elektron-augupaaride generatsiooni kiirus siirdealas.

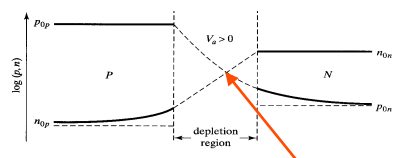
Siis reaalse diodi vastuvool koosneb kahest komponendist:

$$J_R = J_S + J_{gen}$$

41

### Reaalse diodi võrrand

Päripingel satub siirdealasse palju laengukandjaid, nii auke kui ka elektrone.



Rekombinatsiooni tõenäosus on suurim seal, kus elektronide ja aukude kontsentratsioonide korrutis on suurim

42

### Reaalse diodi võrrand

Päripingel toimuva rekombinatsiooni kiiruse maksimumväärtust võib leida:

$$R_{max} = \frac{n_i}{2\tau_0} \exp\left[\frac{eV}{2kT}\right]$$

Siis rekombinatsiooniga seotud vool avaldub:

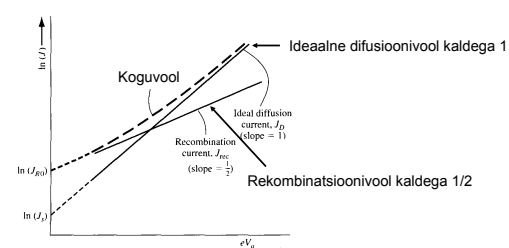
$$J_{rec} = \int_0^W eRdx = \frac{en_iW}{2\tau_0} \exp\left[\frac{eV}{2kT}\right] = J_{r0} \exp\left[\frac{eV}{2kT}\right]$$

Kogu päriivoolu jaoks saame:

$$J = J_S \left[ \exp\left[\frac{eV}{kT}\right] - 1 \right] + J_{r0} \exp\left[\frac{eV}{2kT}\right]$$

43

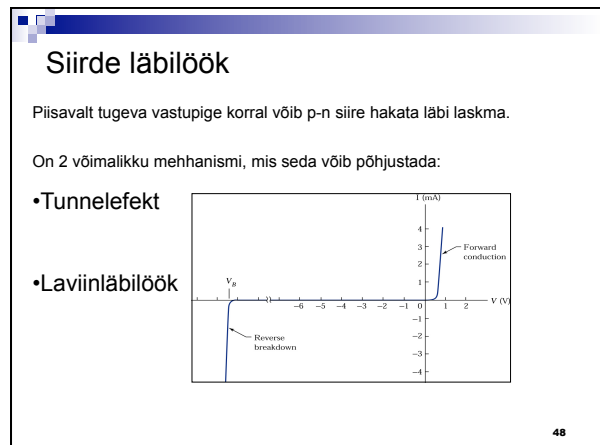
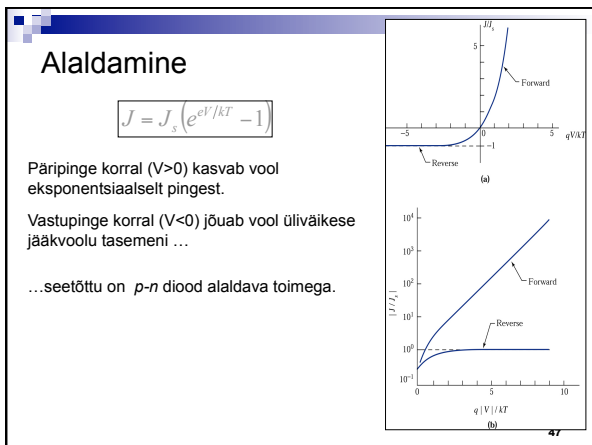
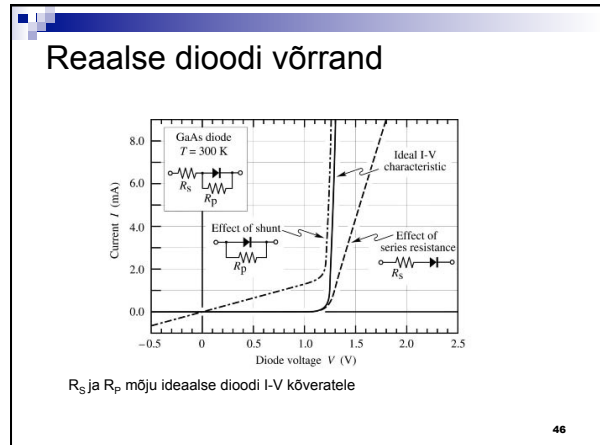
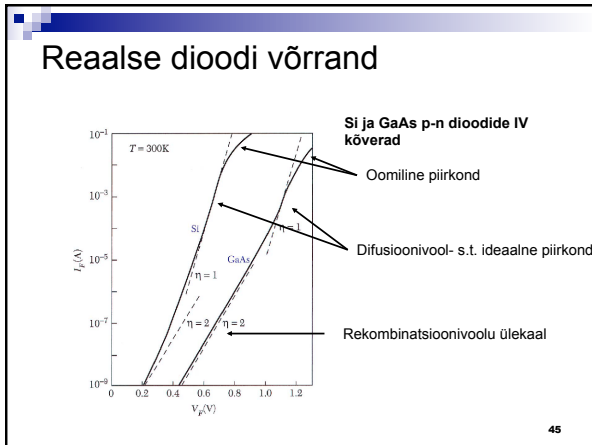
### Reaalse diodi võrrand



$$J = J_S \left[ \exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right] + J_{r0} \exp\left[\frac{qV}{2kT}\right] = J_0 \exp\left[\frac{qV}{\eta kT}\right]$$

$\eta$  - ideaalsusfaktor

44



### Tunneleffekt

Tugeva vastupinge korral võib elektron tunnelleeruda läbi keelustsooni valentstsoonist juhtivustsooni (Zener'i läbilöötk).

Tunneleffekt on põhiline läbilöögimehhanism Si ja GaAs p-n siiretes, kus läbilöögi pinge on väiksem kui  $4E_g/e$

49

### Laviinläbilöötk

Kui vastupinge on suurem kui  $6E_g/e$ , siis hakkavad domineerima laviinprotsessid.

Siirde piirkonnas termiliselt genereeritud elektronid saavad elektriväljast suure kineetilise energia. Kui sellise energiaga elektron põrkub põhivõre aatomiga, siis genereerib ta uue elektron-augu paari. Need omakorda saavad elektriväljalt piisava energia, et genereerida uusi ja uusi elektrone-toimub laviinläbilöötk.

50

### p-n siirde mahtuvus

p-n siirde mahtuvus koosneb kahest komponendist:

$$C = C_J + C_D$$

$C_J$  – siirdeala paksuse muutusest tulenev mahtuvus, mis sõltub eelkõige põhiliste laengukandjate liikumisest (oluline vastupingestatud siirdes)

$C_D$  – mittepõhiliste laengukandjate liikumisest tulenev difusioonmahtuvus (oluline päripidi pingestatud siirdes)

51

### Siirde mahtuvus (vastupingel)

Vastupingel käitub p-n siire nagu kondensaator.

Väike vahelduvpinge alalispinge taustal muudab laengujaotust ning p-n siirde paksust W.

Teatavasti mahtuvus:  $C = A \frac{dQ}{dV}$

Siis p-n siirde mahtuvust võib arvutada plaatkondensaatori valemi abil, kus A- plaatide (siirde) pindala, W- siirde paksus

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

52

### Siirde mahtuvus (vastupingel)

p-n siirde paksus avaldus:  $W = \left[ \frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} - V) \right]^{1/2}$

Ühepoolse (p<sup>+</sup>n või pn<sup>+</sup> või ka Schottky barjääri) korral, kus N<sub>B</sub> lisandite kontsentratsioon nõrgemini legeeritud poolel  $\rightarrow = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_B} (V_{bi} - V) \right]^{1/2}$

Seega lihtsama asümmeetrilise siirde puhul saame mahtuvuseks:  $C_j = \frac{\epsilon A}{W} = A \left( \frac{\epsilon q N_B}{2(V_{bi} - V)} \right)^{1/2}$

$C_j \sim N_B^{1/2}$   
 $C_j$  väheneb vastupingest V

53

### C-V meetod

C-V mõõtmisi kasutatakse sageli laengukandjate kontsentratsiooni määramiseks

$C_j = \frac{\epsilon A}{W} = A \left( \frac{\epsilon q N_B}{2(V_{bi} - V)} \right)^{1/2}$

$\frac{1}{C_j^2} = \frac{2}{A^2 q N_B \epsilon} (V_{bi} - V)$

Kui nõrgemini legeeritud pool on ühtlaselt legeeritud, siis 1/C<sub>j</sub><sup>2</sup> vs V graafik näitab sirget, mille kaldest saab arvutada N<sub>B</sub> ning lõikepunktist 1/C<sub>j</sub><sup>2</sup> = 0 saame V<sub>bi</sub>.

54

### Heteroüleminekud

Kahe erineva pooljuhi kontakt- heterosiire! (nP, pN, nN, pP) enne kontakteerumist: elektronide affiinsused

$\Delta E_C = q(\chi_2 - \chi_1)$

$\Delta E_V = E_{g1} + q\chi_1 - (E_{g2} + q\chi_2) = \Delta E_g - \Delta E_C$

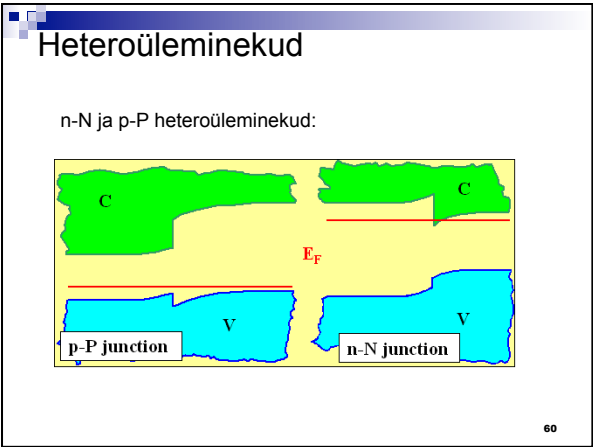
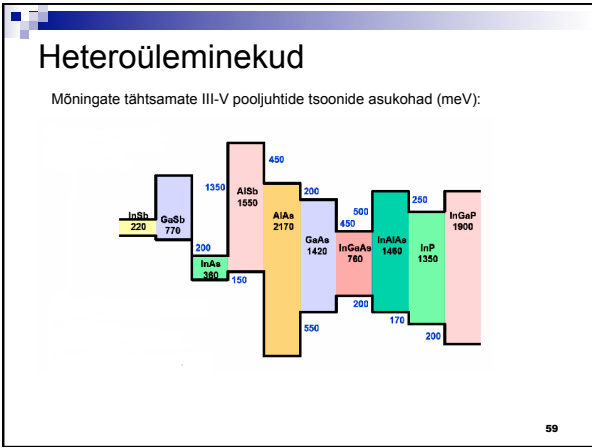
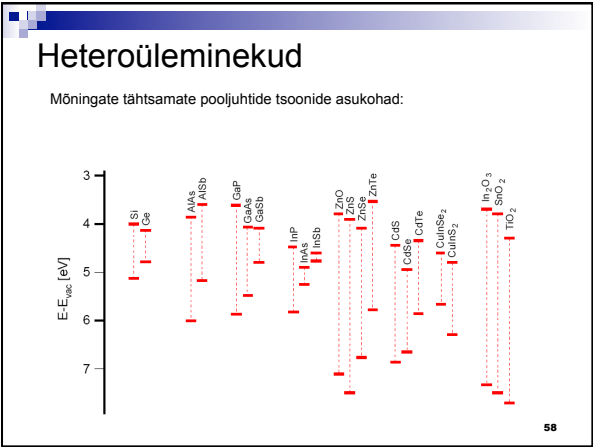
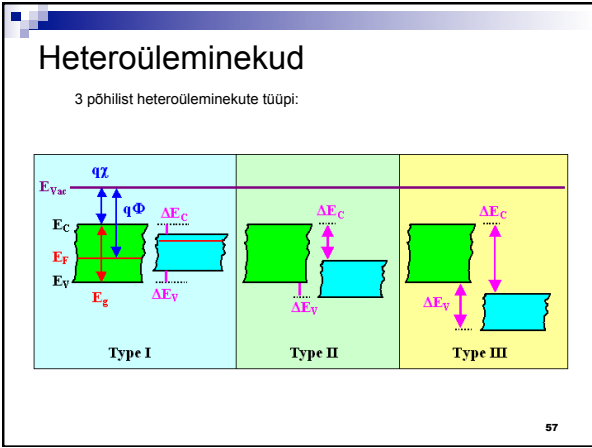
55

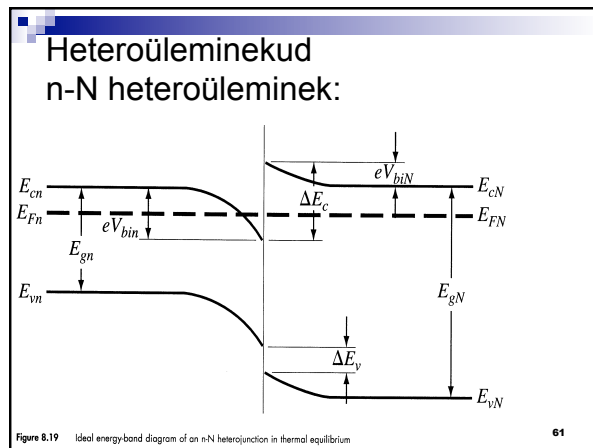
### Heteroüleminekud

Pärast kontakteerumist:

Sisemine pinge:  $V_{bi} = q(\Phi_{S2} - \Phi_{S1})$

56





### Heteroüleminekud

Probleemid:

- ✓ Kaks erinevat pooljuhti- võrekonstantide erinevus tekitab hulgaliselt energiatasemeid siirdes
- ✓ Tegelik tsoonipilt pole ühelgi juhul päris täpselt selge.
  - ✓ Miks heteroüleminekud? - Valgus pääseb välja ja sisse!