

Fysikalisk elektronik

fö

1999

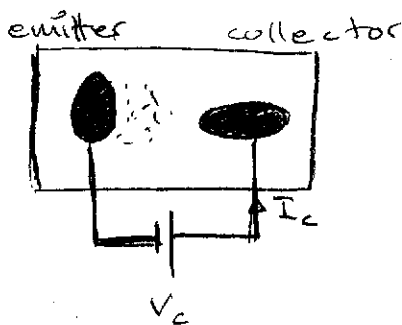
F

Sidor: 47

Pris : ~~15.~~ 25:-

FYSIKALISK ELEKTRONIK

①



Emitter: emitterar ut e^- .
Kollektor: samlar upp e^- .

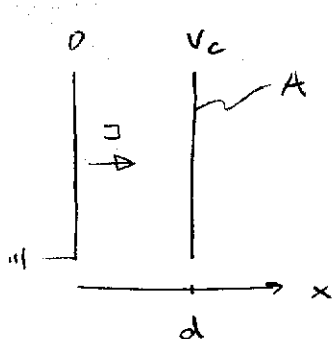
3/2 lagen

Sök funktions sambandet mellan ström och spänning för en rymdladdningsbegränsad diod.

$$I_c = Af(V_c)$$

Frågeställningar:

- 1) När gäller min modell?
- 2) vilka begränsningar finns på V_c ?



Kondensator

$A \gg d^2 \Rightarrow$ plan geometri

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Poissons ekv.})$$

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV$$

$v=0$
om $x=0$

rymdladdning

(Konserv. lag)

$$I_c = \int J A \quad \text{där} \quad J = \rho(x)v(x)$$

J är inte ber. av x pga att vi har en plan geometri.

$$\Rightarrow \frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2eV}}$$

$$\begin{cases} E=0 & \text{om } x=0 \\ v=0 & \text{om } x=0 \end{cases}$$

Rymdladdning

på båda sidor

Multiplitera med $\frac{dV}{dx}$

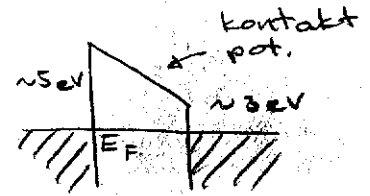
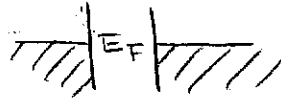
$$\frac{dV}{dx} \left(\frac{d^2V}{dx^2} \right) = -\frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2eV}} \frac{dV}{dx}$$

\Rightarrow Räkna på!

- $V_c > 0$ ty endast en platta kan emittera. ②
- $V_c < 100 \text{ kV}$ för att få icke rel. beräkning.
- Vid relativistisk beräkning används

$$(m - m_0)c^2 = eV \quad m_0c^2 = 511 \text{ keV}$$

Om sp. är 0 är fermi-nivåerna på samma ställe.



Kan också se ut så här

Vi antog att $v=0$ men detta stämmer ej ty e^- har en termisk energi

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = kT$$

$$1 \text{ eV} \sim 11600 \text{ K}$$

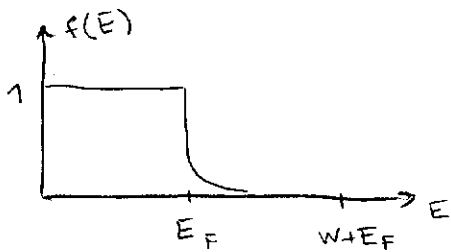
$$0,1 \text{ eV} \sim 1000 \text{ K}$$

Hur mycket måste man värma emittorn för att e^- ska kunna börja ta sig över barriären?

17/3

För en icke-värmd metall ligger alla e^- under fermi-nivån.

Om metallen värms något kommer en del tillstånd över E_F besättas



$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

Om $E = E_F \Rightarrow f(E_F) = \frac{1}{2}$

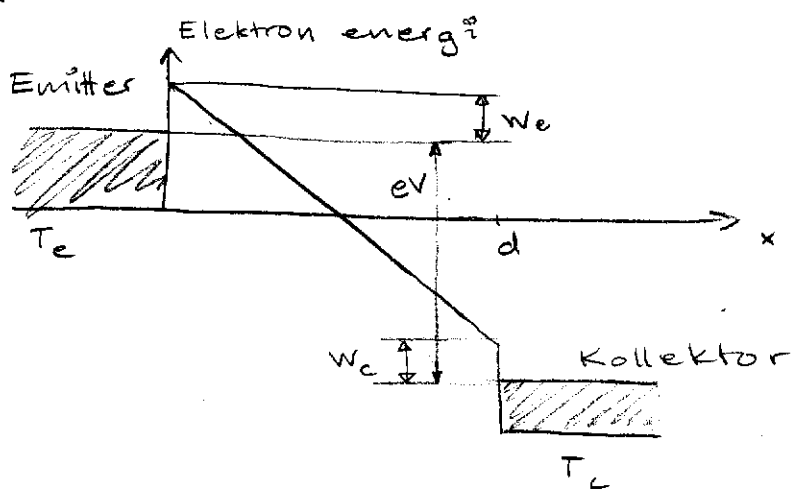
$$E - E_F \approx kT$$

$T = 1000 \text{ K}$ ger $0,1 \text{ eV}$

Om T är 0 eller 1000 K spelar alltså ingen större roll, strömmen blir mycket liten ändå.

Eftersom vi har en såpass god tillgång av e^- ($10^{28}/\text{m}^3$) har vi dock alltid en svag ström.

Vi säger att vi alltid har termisk jämvikt.



Elektron energi diagram

e^- som har tillräckligt utträdes arbete, W_e kan ta sig ut och "falla ner" till kollektorn

$$I_c = A \int_{\beta=0}^{\beta=\infty} \int_{\alpha=0}^{\alpha=2\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} 2e \frac{1}{e^{(mv^2/2 - E_F)/kT} + 1} v_x \left(\frac{m}{h}\right)^3 dv_x dv_y dv_z$$

besättningstalet
hast.
packnings tathet

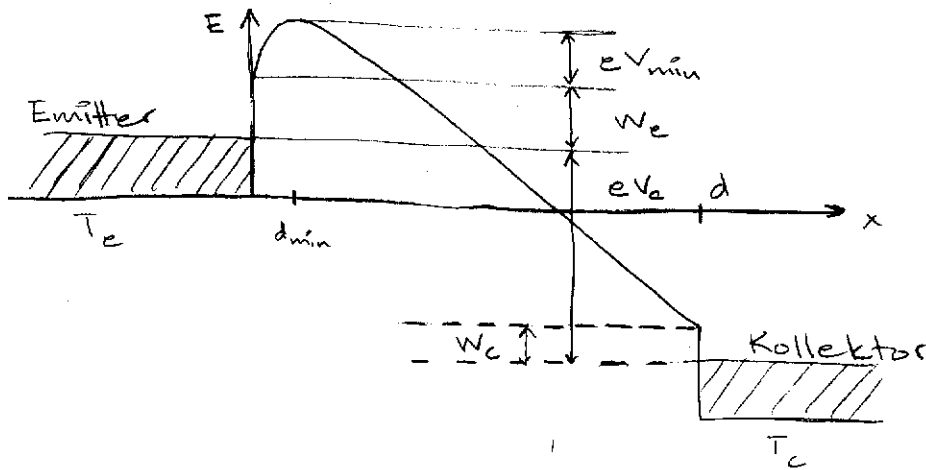
e^- med hast mellan β och ∞ kan ta sig ut
 ty $\frac{1}{2}mv^2 = E_F + W$

$$I_c = 1,2 \cdot 10^6 A T^2 e^{-W_e/kT}$$

Detta är strömmen som flyter i ledningen. Vi har tidigare beräknat den mellan plattorna i kondensatorn, $I_c = p V^{3/2}$.

Båda ekvationerna stämmer!

(4)



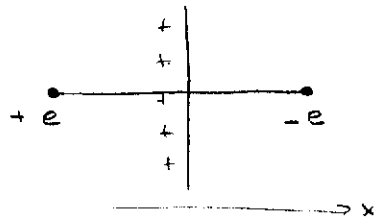
Om man emitterar väldigt många e^- får man ett bromsande e^- -moln utanför emittorn, rymdladdning.

De e^- som tar sig förbi molnet når också kollektorn.

Vi får här ett omr. utanför em. där den elektriska fältstyrkan blir noll.

$$\Rightarrow I_c = p v_c^{3/2} = 1,2 \cdot 10^6 A T^2 \exp(-(W_e + eV_{min})/kT)$$

Utträdesarbete



Kraften på e^- som "vill ut" orsakas av den positiva laddn. på ytan.

Ytladdn. ersätts med sin spegelladdn.

$$F(x) = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 (2x)^2}$$

$$\int_{U(x)}^{E_F + W} dV = - \int_x^{\infty} F(x) dx$$

$$U(x) = E_F + W - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

$$U(0) = E_F + W$$

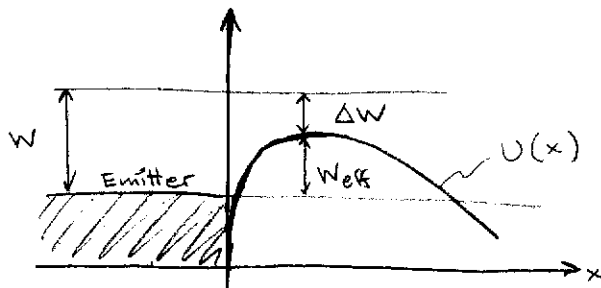
$$\begin{aligned} x=0 & \quad U=0 \\ x \rightarrow \infty & \quad U = E_F + W \end{aligned}$$

Men... det här fungerar inte!
Modell beskrivningen stämmer ej!

5

Schottky effekten

Schottky effekten påverkar genom att minska utträdesarbetet



Den potentiella energin $U(x)$ ges av:

$$U(x) = E_F + W - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - exE_e$$

där E_e är fältet vid emittorn, vilket orsakas av kollektorspänningen.

$U(x)$ påverkas också (term 3. H.L.) av spegelladdningen.

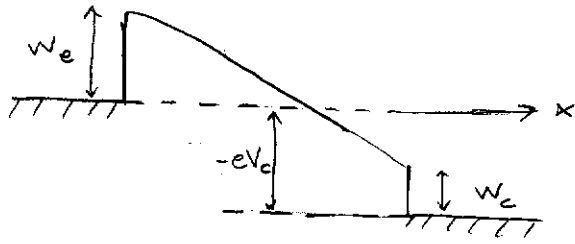
$U(x)$ har ett maximum, vilket ger ΔW .

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E_e}{4\pi\epsilon_0}} = 3,8 \cdot 10^{-5} \sqrt{E_e}$$

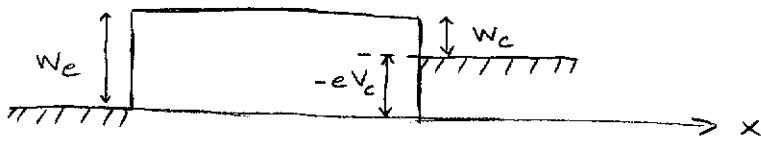
Termojonisk energiomvandlare

⑥

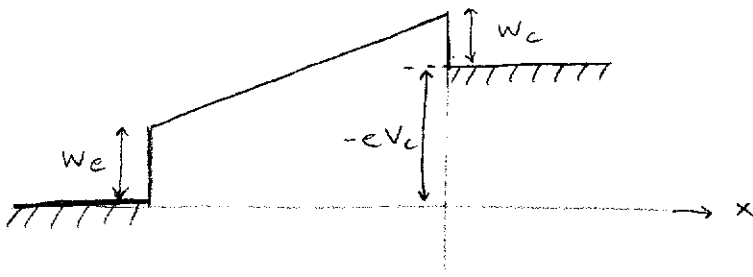
omvandlar värme till elenergi



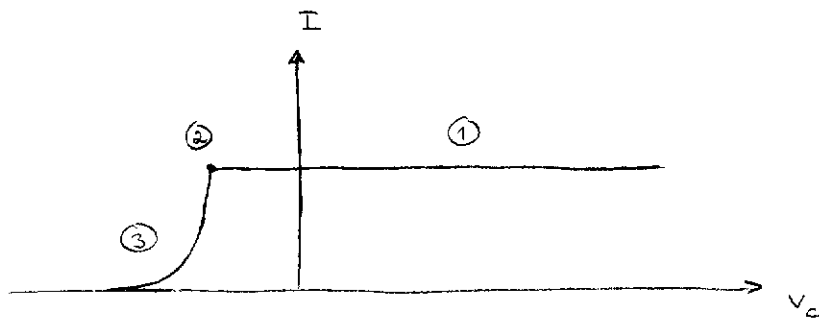
Fall ①



Fall ②



Fall ③



$$\omega \tau > 1 \quad (1)$$

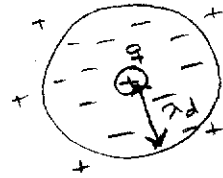
$$\lambda_D > L \quad (2)$$

$$n_e \frac{4\pi \lambda_D^3}{3} > 1 \quad (3)$$

Om (1)(2) & (3) är uppfyllda kan man ha ett plasma.

Coulombkraften måste vara större än kollisionskraften.

Störning



Utän för λ_D märks inte störningen,
 $\lambda_D =$ Debye längden.

Vi undersöker λ_D .

Vi löser problemet med hjälp av en punktförmig störning.

+q

Poissons ekv. ger

$$n_A = n_i^+ = n_e^-$$

↑
jon densitet

e⁻ densitet

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = - \frac{e(n_i^+ - n_e^-)}{\epsilon_0}$$

Randvillkor:

- $V = 0$ då $r \rightarrow \infty$
- $V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$ då $r \rightarrow 0$

Antag att joner, a är stillastående

$n_i = n_0$

$$n_e = n_0 \exp(-eV/k_B T)$$

Maxwell-Boltzmann-fördeln.

Obehaglig ekvation att lösa, V kan ju vara tidsberoende.

(8)

Antag att störningen är liten.

$$n_e = n_0 \left(1 + \frac{eV}{k_B T}\right) \quad k_B T \gg eV$$

$$\Rightarrow \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{e^2 n_0}{k_B T \epsilon_0} V$$

$$\boxed{\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{V}{\lambda_D^2}} \quad (*)$$

där

$$\boxed{\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_0}}}$$

λ_D beskriver en skalning av problemet. Problemet kan betraktas som löst.

Lösning av ekv. (*)

Inför $f(r) = r V(r)$

$$\Rightarrow V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D}$$

Jonisationsprocesser

- Kollision med partiklar med hög energi.
- Skjuter med fotoner.
- Kontakt - jonisering
- Kemiska reaktioner

Om λ_D var termisk jämnt och samtidigt känner T , är hela problemet specificerat.

Vilken temp. krävs för att få jonisering?

Spekulationer:

Kan $e^{-eV/k_B T}$ vara en lösning?

$eV/k_B T$...

termisk energi = joniseringsenergi.

Vet $10 \text{ eV} \sim 10^5 \text{ K}$

(9)

Alltså 10^5 K ger jonisation.

ser att teorin är 1,5 tiopotenser fel!

Varför?



atom



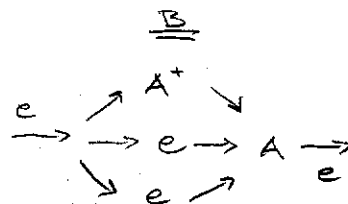
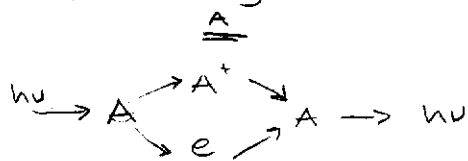
fri e^- jonisation

Har alltså två möjliga tillstånd.

Dessa är inte i paritet med varandra, vilket var förutsättningen för modellen.

Modellbeskrivn. blir fel eftersom tillståndstätteten är \gg partikeltätteten

Lösning:



(A) $\frac{dn_e}{dt} = S_1 n_a - \alpha_1 n_e n_i \quad \overset{\text{jvt}}{=} 0$

(B) $\frac{dn_e}{dt} = S_2 n_e n_a - \alpha_2 n_e^2 n_i \quad \overset{\text{jvt}}{=} 0$

S är prop. konst.

α är rekombinationskoefficient

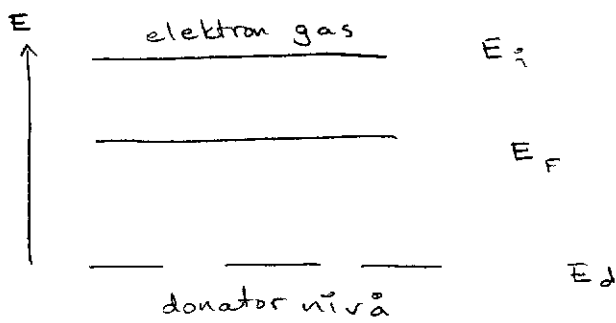
Vid termisk jvt är derivatorna noll.

$\Rightarrow \frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{S}{\alpha} = f(T)$

$x = \frac{n_e}{n_d} = \frac{n_i}{n_d}$

$n_d = \text{den totala tätheten}$, $n_d = n_i + n_a$
(antalet atomkärnor)

Har enkel jonisation (släpper enbart yttersta e^-)
 Hur beror x på T^2



$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{n_e n_i}{\frac{n_d n_d}{\frac{n_a}{n_d}}} n_d = \frac{x^2}{1-x} n_d = f(T)$$

(Sahas ekv)

$$\Rightarrow n_e = \int_{E_i}^{\infty} \frac{4\pi}{h^2} (2m)^{3/2} \frac{\sqrt{E-E_i}}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} dE = 6 \cdot 10^{27} \left(\frac{kT}{e}\right)^{3/2} e^{-(E_i-E_F)/kT}$$

Den effektiva elektrontätheten.

$$n_e = n_i = n_d = n_a = n_d - \frac{n_d}{e^{(E_d-E_F)/kT} + 1}$$

$$\Rightarrow \frac{x^2}{1-x} n_d = 6 \cdot 10^{27} \left(\frac{kT}{e}\right)^{3/2} e^{-eV_j/kT}$$

Kolla fig. 4.3 i Physical Electronics

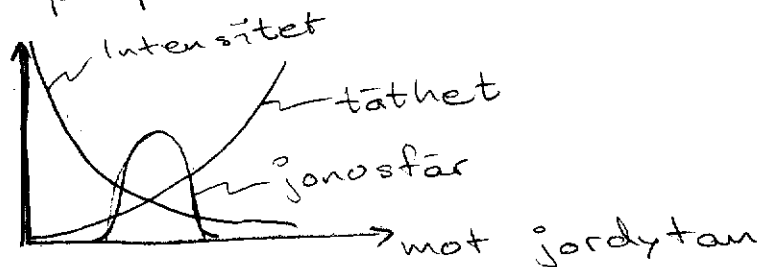
Antingen har vi total jonisation, eller ingen jonisation alls

Plasmafrekvensen ω_p varierar med höjden över jordytan.

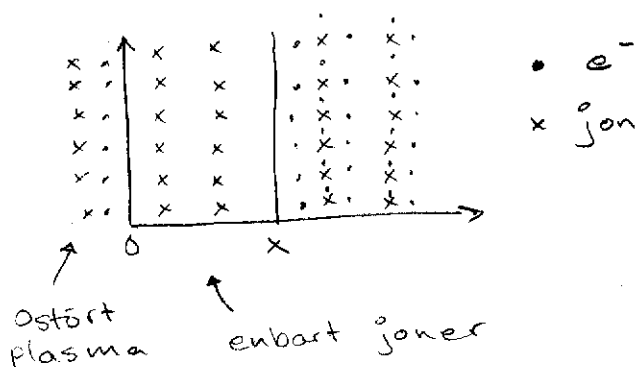
Olika på natt och dag.

Varför har vi en skiktstruktur i jonosfären?

Solstråln. joniserar atomer. Joniseringen är proportionell mot intensiteten.



Plasma frekvensen:



$$f_p = 9\sqrt{n_e}$$

Grafen beskriver plasma oscillationer

$$\text{Rörelse ekv: } m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE_x(x) \quad (1)$$

$$\text{Gauss sats: } \int \epsilon_0 E_x(x) dx = \int e n_e dv$$

$$\Rightarrow E_x(x) = \frac{n_e e x}{\epsilon_0} \quad (2)$$

$$(1) \stackrel{(2)}{\Rightarrow} \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_p^2 x = 0$$

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}$$

Produktion och rekombination av e^- kan ske genom ett antal olika processer:

- Fotojonisation
- Fotokatastrofi
- Elektronkollisioner

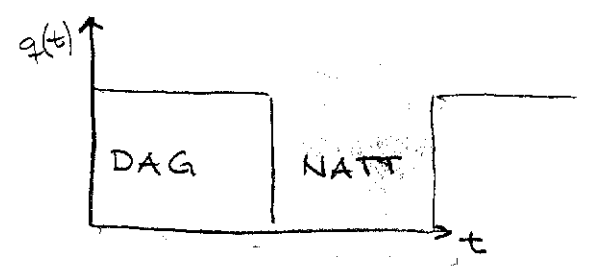
- Laddningsförflyttning
- Jon-atomförflyttning

* Modell för beskrivning av joniseringen

$$\frac{dn_e}{dt} = S n_a - \alpha n_e n_i \quad n_e = n_i$$

$$\Rightarrow \frac{dn_e}{dt} = q(t) - \alpha n_e^2$$

$$\frac{dn_e}{dt} = q_0 - \alpha n_e^2$$



Separabel ty ej längre tids beroende.
Vilka tidskonst. är inblandade?

Jämvikt: $\frac{dn_e}{dt} = 0 \quad q_0 = \alpha n_e^2$

NATT: $\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e^2 = -\alpha n_i n_e = -\frac{n_e}{\tau} \quad \tau = \frac{1}{\alpha n_i}$

Men detta går ej att lösa korrekt.
För enkel modell.

Istället:

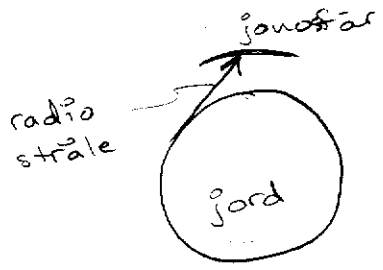
$$\frac{dn_e}{dt} = q(t) - \alpha n_e^2$$

Skriver om: $\frac{dn_e}{dt} = q(t) - \alpha_{eff} n_e^2$

α_{eff} = effektiv rekombinationskoefficient.
Varierar med höjden.

* Metoder för att ta reda på EM-fältet

- $\lambda \ll \lambda_d$ Radiofrekvens teknologi
- $\lambda \approx \lambda_d$ Mikrovågor
- $\lambda \gg \lambda_d$ Optik



$$f = 100 \text{ kHz}$$

$$f \lambda_0 = 3 \cdot 10^8$$

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{10^5} = 3 \cdot 10^3 \Rightarrow \lambda = 3 \text{ km}$$

Plan våg: $A = A_0 e^{j(\omega t - \beta z)}$

Hur ser ser β ut i jonostären? - $\beta = n k_0$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega \mu_0 \mathbf{H}$$

$$(3) \text{ rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega \epsilon_0 \mathbf{E}$$

↑ beror på mediet, vakuum $\Rightarrow \mathbf{J} = 0$

} Maxwell

(1) $\mathbf{J} = -ne \mathbf{v}$

(2) $m j\omega \mathbf{v} = -e \mathbf{E}$ rörelsekv.

(1)+(2) $\Rightarrow \mathbf{J} = -j\omega \epsilon_0 \left(\frac{f_p}{f}\right)^2 \mathbf{E}$

(3) $\Rightarrow \text{rot } \mathbf{H} = j\omega \epsilon_0 \left(1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2\right) \mathbf{E} \equiv j\omega \epsilon_{\text{eff}} \mathbf{E}$

Vakuum: $\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega \mu_0 \mathbf{H} \Rightarrow A = A_0 e^{j(\omega t - k_0 z)}$
 $\text{rot } \mathbf{H} = j\omega \epsilon_0 \mathbf{E}$

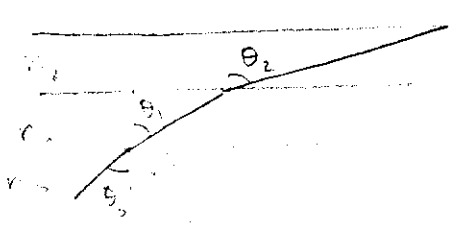
Material: $\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega \mu_0 \mathbf{H} \Rightarrow A = A_0 e^{j(\omega t - \beta z)}$
 $\text{rot } \mathbf{H} = j\omega \epsilon_{\text{eff}} \mathbf{E}$

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_0}} = (\sqrt{\epsilon_r}) = \sqrt{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2}$$

$n < 1$ - alltid konstigt!

$f < f_p \Rightarrow n = \text{imaginär}$

Vår för en reflexion i plasman



Snell's law: $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$

For $n_2 < 1$ (plasma), $\sin \theta_2 > 1$ is not possible, leading to total internal reflection.

Då väg och jonofär är parallella :

$$n_o \sin \theta_o = n_m(90^\circ) \sin 90^\circ = \sqrt{1 - \left(\frac{f_p(90^\circ)}{f}\right)^2}$$

$$\text{Om } f < \frac{f_p(90^\circ)}{\cos \theta_o} \Rightarrow f < \frac{f_{pmax}}{\cos \theta_o}$$

har man totalreflexion

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad \text{grupphast}$$

$$\beta = \frac{n\omega}{c_o} = \sqrt{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2} \frac{\omega}{c_o}$$

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c_o}{n} \quad \text{fashast.}$$

fashast i jonofären blir alltså alltid större än ljushast i vakuum.

$$v_g = nc_o$$

Grupphast. i jonofären är alltid < ljushast.

$$v_g v_f = c_o^2$$

$$v_{gy} = v_g \cos \theta = nc_o \sin \theta = c_o \sin \theta$$

Kan approximera att vägen går in med c_o mot jonofären och sedan speglas.

14/4

DEL B

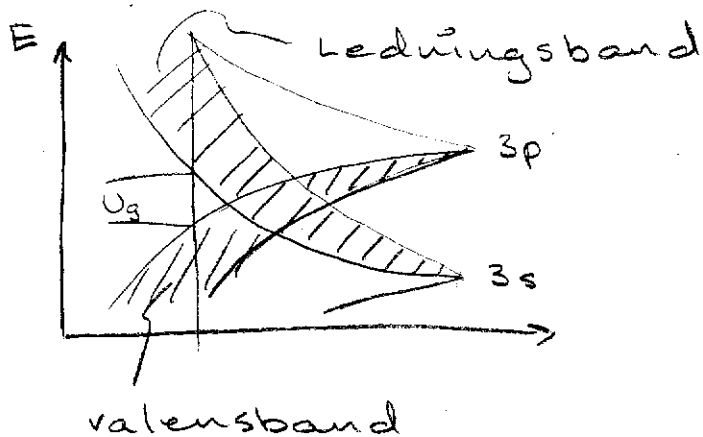
- Fundamentala naturlagar
- Tekniska tillämpningar

Länkas samman med fysikaliska modeller.

Beräkna strömmen i en halvledare utifrån en kvantmekanisk modellbeskrivning.

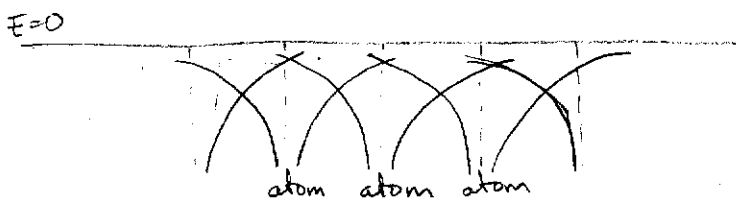
- sök elektronhastigheten
- sök laddningstätheten

$$J = \frac{ie\hbar}{2m} [\nabla\psi^* \psi - \psi^* \nabla\psi]$$

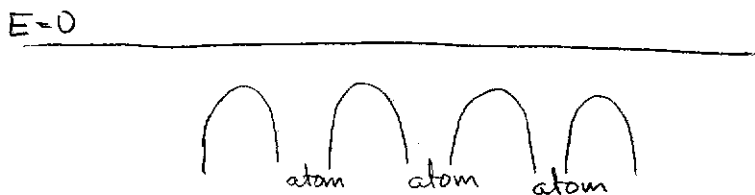


Utrekning av banddiagram för Si
 $U_g = \text{Bandgap.}$

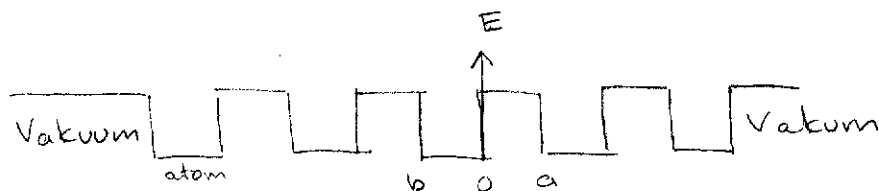
KRONIG PENNEYS MODELL



Atomernas våg-funktioner överlappar varandra



Den resulterande potentialen



Idealiserad modell av pot. i en endim. 6 atomig kristall.

Lös S.E i en n-atomig ringformad 1 dim. kristall

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

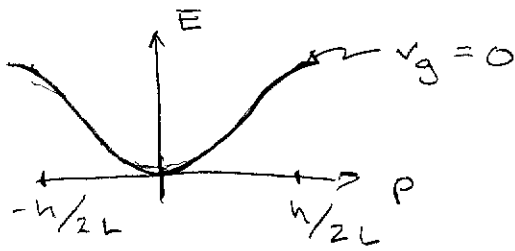
Vi får:

$$\frac{mV_0 a}{\hbar^2} \cdot \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} + \cos \alpha a = \cos \alpha a \quad \alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

vilket ger ett villkor på vilka S.E som kan lösas. Lösningen fås mha banddiagram m.m. se boken

Energibandselektroners rörelse

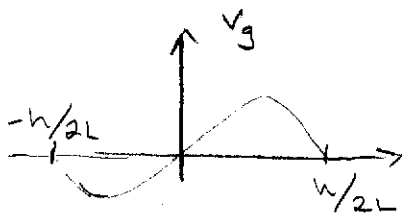
16



$$v_g = \frac{dw}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Vi ser att $v_g = 0$ då $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2L}$

$\Delta = 2L$ Bragg reflexionsvillkor



Elektronerna kommer bara att pendla fram och tillbaka.

\Rightarrow Strömtransporten blir noll

Detta kan ju inte stämma ty det flyter ju en ström i tex. en transistor.

Vad är det som vi inte tagit hänsyn till i vår modell beskrivning?

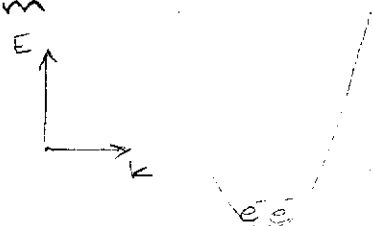
Svar: Ohms modell, strömtransp. följer O.M och inte den kvantmekaniska beskrivningen.

Vi har försummat kollisionerna
Kollisions frekvensen är relativt hög

Förenklat $E(k)$ diagram

Ledningsband

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$



Vi inför begreppet effektiv massa
Jfr den klassiska analysen

(17)

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad p = mv$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad p = \hbar k$$

$$\Rightarrow m_e^* = \frac{1}{d^2 E / dp^2}$$

Valensbandet

Vi inför begreppet hål



Valensbandet

$$E = E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}$$

Här är m_e^* en negativ massa

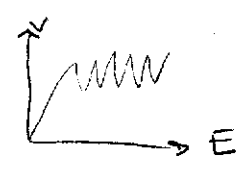
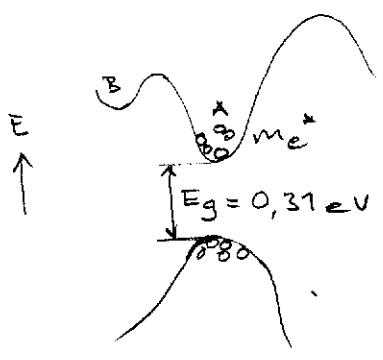
$$\Rightarrow E = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$$

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

Vid direkta bandgap har man en kraftig rekombination.

Studera figur 5.7 i boken. Hast. för elektronerna, beroende på det elektriska fältet.

Om man lägger en spänning, ca 5V över en GaAs kristall börjar den självsvänga och svänga och sänder ut mikrovågor. Vi tittar på banddiagrammet för en förklaring.



Om man värmer e^- vid A kommer de att få ökad energi och ta sig över till B. Här får de en högre effektiv massa och rör sig trögare, hast minskar alltså. Detta orsakar svängningar.

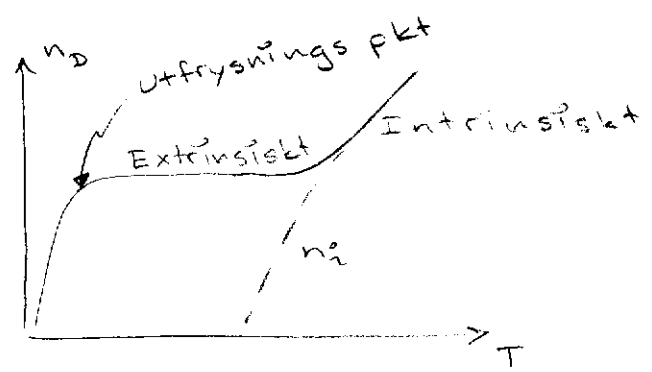
Hur ser elektrontätheten ut i h.l.?

Elektrontätheten styrs genom dopning, n, p. Halvledarteknikens viktigaste ekv:

$$\begin{matrix} n = N_D \\ p = N_A \end{matrix}$$

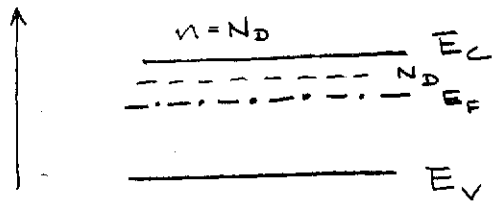
- $n = e^-$ täthet
- $p = \text{hål}$ - " -
- $N_D = \text{donator}$ - " -
- $N_A = \text{acceptor}$ - " -

Modell beskrivning: Sahas ekv.



För höga och låga temperaturer kan materialets tätheter inte styras. I det extrinsiska området kan man dock manipulera.

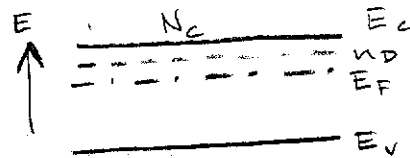
Elektron energi



I ledningsbandet finns mycket fler tillstånd än i donator nivån. Detta betyder att dopningen inte får vara för hög.

(1) $n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT}$ ifr Saha
 effektiv tillståndstäthet

(2) $n = N_D$



Villkor för modellen:

$N_c \gg N_D$

ty annars hamnar E_F ovanför E_c .

Drift-diffusionsekvationen:

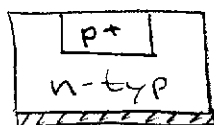
$$J = en\mu_n E + ep\mu_p E + eD_n \nabla n - eD_p \nabla p$$

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{e}$$

Beräkna strömmen genom en p+n diod

Strömmen styrs genom en sänkning av barriären mellan p+ och n-området. Barriären är en kontakt potential.

Halvledardiöder: Likriktare
Fotocell
Fotodiöod
Zenerdiöod o.s.v.



beskrivs med figuren \rightarrow



Bakgrundsantaganden för vår modellbeskrivning:

① $m_e^* = \text{konst}$

$m_n^* = -m_e^*$

② $n = N_D$

$p = N_A$

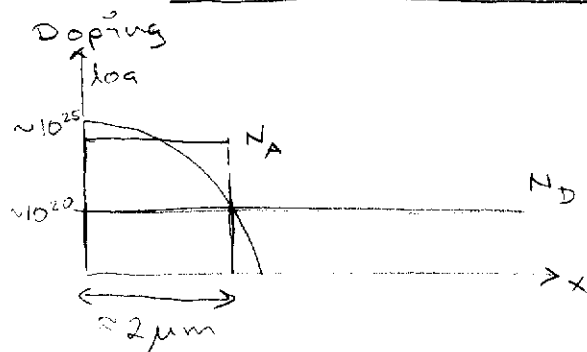
$x = 100\%$ Sahas ekv.

③ Strömtransporten

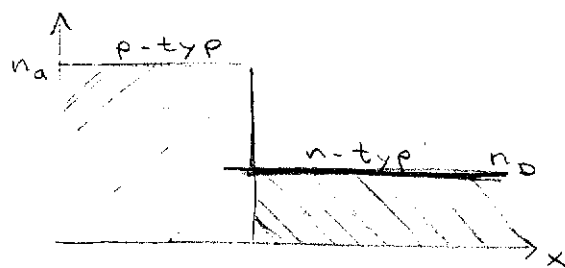
$J = q\mu_n n E + q D_n \frac{dn}{dx}$

Driftdiffusions ekv för elektronerna

DOPNINGSPROFIL



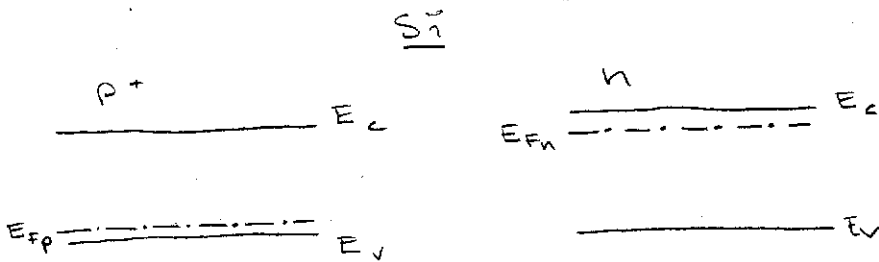
MODELL:



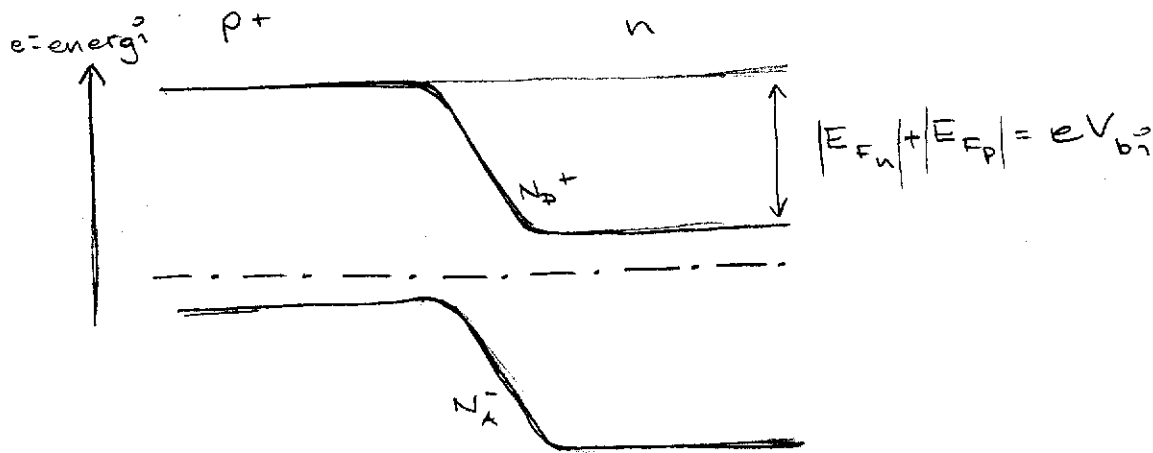
Modell ide: Styr strömmen genom att sänka barriären mellan p+ och n-omr.
 När kan teorin tänkas gälla? (21)



För vilka \$V_a\$ gäller detta?



Hög dopn \$E_F\$ nära \$E_c\$ el. \$E_v\$ låg \$\Rightarrow\$ längre ifrån



$$\Delta V_a \leq V_{bi}$$

Hur stor är barriären i termisk jämvikt?

\$N_D = n_{no}\$ (jämvikt) \$\Rightarrow\$ n-sidan elektroner

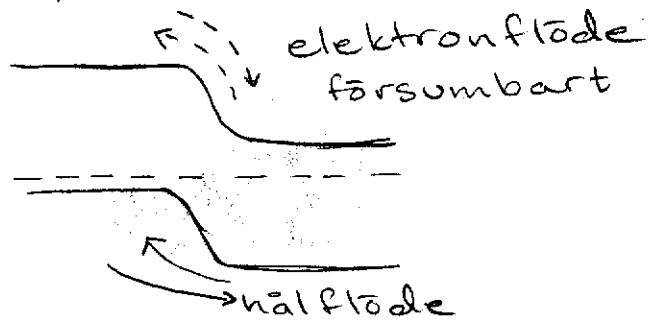
$$N_D = n_{no} = N_c e^{-(E_c - E_{Fn})/kT}$$

$$N_A = p_{po} = N_v e^{-(E_{Fp} - E_v)/kT}$$

\$\Rightarrow\$ Multiplicera ihop \$\Rightarrow\$

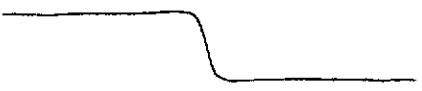
$$\frac{N_A N_D}{N_c N_v} = e^{(E_{Fn} - E_{Fp})/kT} e^{-E_g/kT}$$

men \$n_i^2 = N_c N_v e^{-E_g/kT}\$
 (\$n=p=n_i\$)

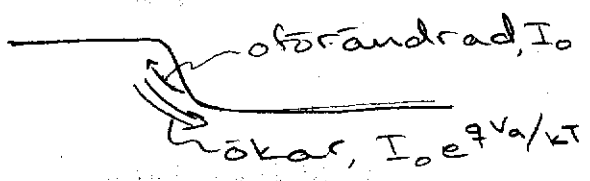


p-dopat

lika vid termisk jämvikt

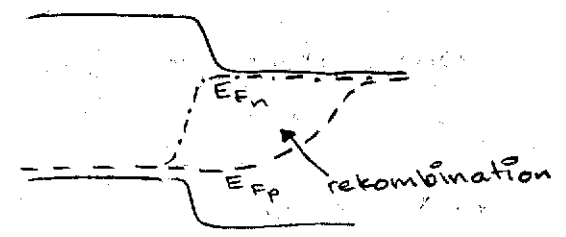
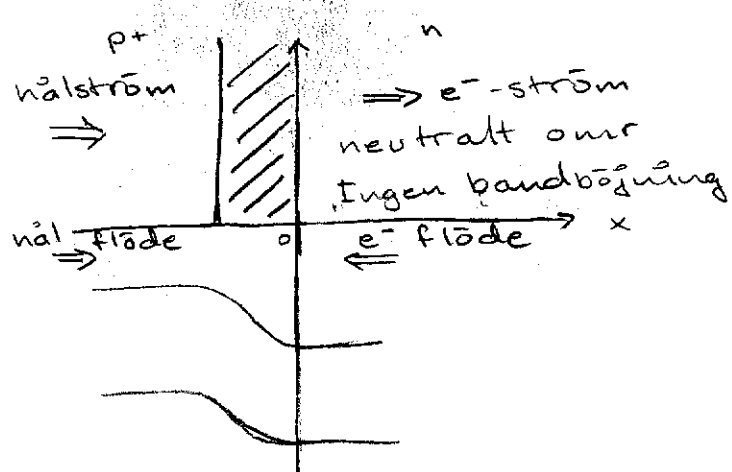


flödet borde öka exponentiellt.



$$I = I_0 (e^{qV_a/kT} - 1)$$

Kvasiferminivåer



EF termisk jämvikt

Hål- o e⁻-flöde går åt motsatt håll. De rekombinerar. Detta sker på n-sidan på grund av doping tätheten.

Vi har ingen rekombination i utarmnings-skiktet. Gäller vid låg barriär.

Vi har en konstant kvasiferminivå för hålen i utarmningsskiktet.

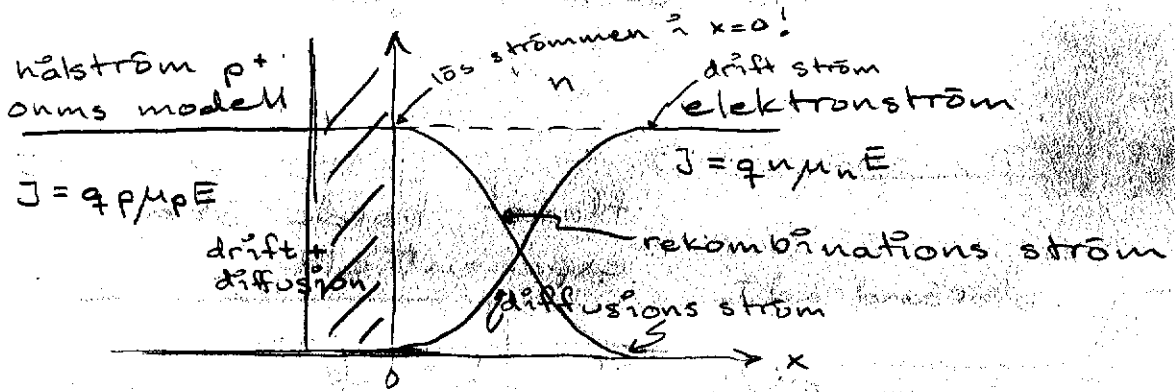
Hålen är i termisk jämvikt med sig själva i barriären

I varje pkt i valensbandet gäller att hål-tätheten är lika stor som avståndet till

$$p_n(0) = p_{p0} e^{-qV_0/kT}$$

law of junction

$$= p_{p0} e^{-qV_0/kT} e^{qV_a/kT} = p_{n0} e^{qV_a/kT}$$



26/4

$$J_p = \underbrace{q p \mu_p E}_{\uparrow \text{drift}} - \underbrace{q D_p \frac{dp}{dx}}_{\uparrow \text{diffusion}}$$

Om utarmningskiktet är tunnt kan rekomb. försummas i detta.

Vid $x=0$ utgöres hela strömmen av en diffusions ström av hål.

$$J = J_p(0) = -q D_p \frac{dp(0)}{dx} \quad (1)$$

Kont. ekv. kan skrivas (6.18 boken)

$$\frac{dp}{dt} + \frac{1}{q} \frac{dJ}{dx} = \frac{p_{n0} - p}{\tau_p} \leftarrow \begin{matrix} \text{enl. diskussionen} \\ \text{i kpt 1+6} \end{matrix} \quad (2)$$

svår att korrigera då vi har indirekt bandgap

$\frac{p_{n0}}{\tau_p}$ genererar

$\frac{p}{\tau_p}$ rekombinerar

Vi har stationärt tillst., $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$

Ekv (1)+(2) ger

$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_{no}}{\tau_p}$ diffusionsekvationen

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

$\Rightarrow \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_{no}}{L_p^2}$ (*)

Einsteins relation tankar μ och D .

Randvillkor till (*)

) Antag att vi har en "lång diod".

$x=0 \quad p = p_{no} e^{qV_a/kT}$

) $x \rightarrow \infty \quad p = p_{no}$

Lösningens form

① $e^{-x/L_p} \quad e^{x/L_p}$

② $\cosh \frac{x}{L_p} \quad \sinh \frac{x}{L_p}$

$\delta p(x) = p - p_{no} = p_{no} (e^{qV_a/kT} - 1) e^{-x/L_p}$ kolla $x=0/x=\infty$

$J = q D_p \frac{p_{no}}{L_p} (e^{qV_a/kT} - 1)$

Vi känner inte p_{no} . Kan vi teckna ekv. på ngt annat sätt?

$N_D p_{no} = n_i^2$

$\Rightarrow J = \frac{q D_p n_i^2}{L_p N_D} e^{qV_a/kT}$

Teorin gäller om $0,5 < V_a < 0,7 \text{ V}$

$J_s = \frac{q D_p n_i^2}{L_p N_D}$

$N_D \sim 10^{21}$
 $L_p \sim 20 \mu\text{m}$

$D_p \sim 10^{-3}$

$J_s \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ A/m}^2$

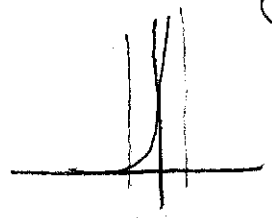
Om $A \approx 0,1 \text{ mm}^2$

$\Rightarrow I_s \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ A}$

Teorin gäller alltså i ett begr. omr

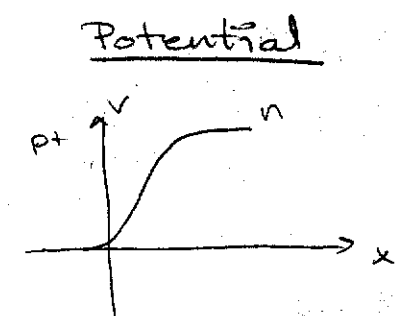
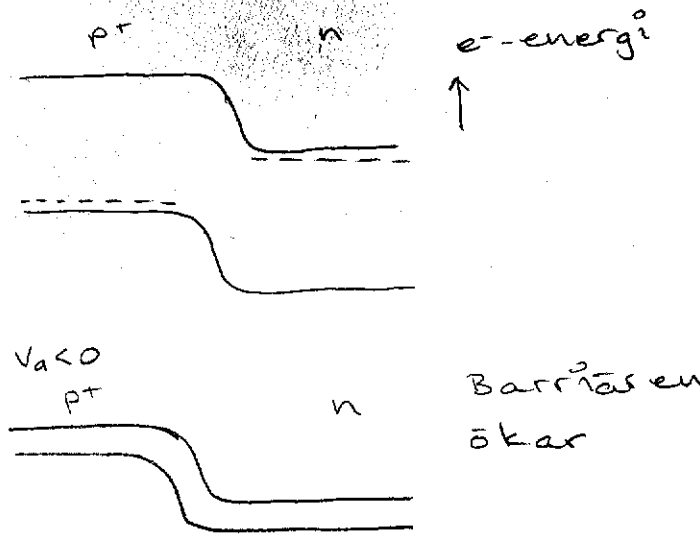
Backströmmen för en diod är i nanoomr. Vi har fyra tiopotenser fel, beroende på att om vi backspänner dioden får den högre rekomb.

Alltså viktigt att teckna om ekv. som vi gjort.



Teori för utarmningsområdet

Fokusera på stort utarmningsomr. och backsp. diod



$\nabla^2 V = -\rho/\epsilon$

$\nabla^2 V = -\frac{(N_d^+ - N_A^- + p - n)q}{\epsilon}$

Beakta teorin under termisk jvt

Vi får då

$$\nabla^2 V = -\frac{q(N_d - N_A + p p_0 e^{-qV(x)/kT} + n n_0 e^{q(V_b - V(x))/kT})}{\epsilon}$$

Avsikten är att försumma fria laddn. bärar

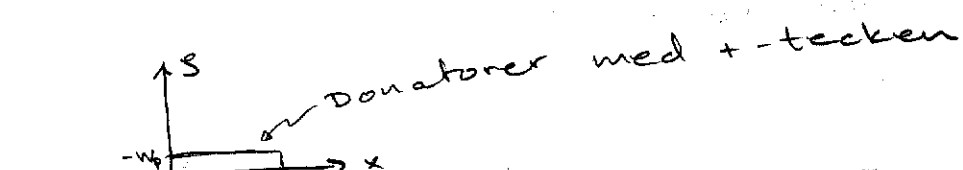
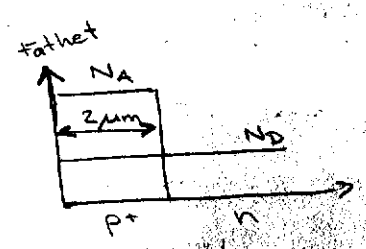
Detta går bra om omr. är mycket större än Debyelängden. (se del A).

$$\nabla^2 V = - \frac{q(N_d - N_A)}{\epsilon}$$

Har plangeometri

Vi har en abrupt övergång

Hur ser lösn. ut?



Vi har $w_n \gg w_p$

$w = w_n$
($w =$ utarmningskiktet)

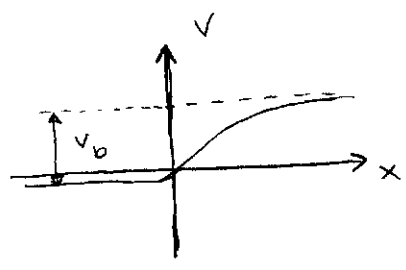
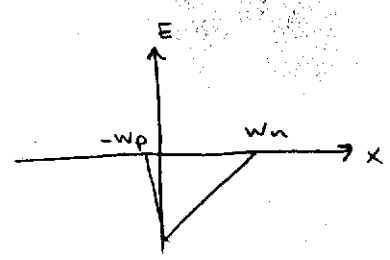
$$q N_A w_p = q N_D w_n$$

$$V_B = \frac{E_{max} w}{2} \quad (1)$$

Gauss sats ger direkt

$$E_{max} = \frac{q w N_D}{\epsilon} \quad (2)$$

(1) \approx (2) ur figur.

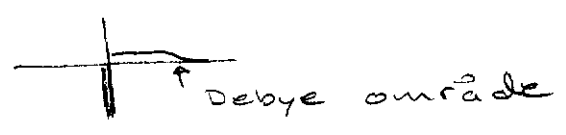


(1) + (2) ger $w \quad V_b = \frac{q w^2 N_D}{2 \epsilon}$

Vi väljer en liten barriär $V_b = 0,1$, $N_d = 10^{21}$
 $\epsilon_r = 12$ (Si)

$$\Rightarrow 0,1 = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} w^2 10^{21}}{2 \cdot 12 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} \Rightarrow w = 0,36 \mu m$$

Hur stor är Debye längden?

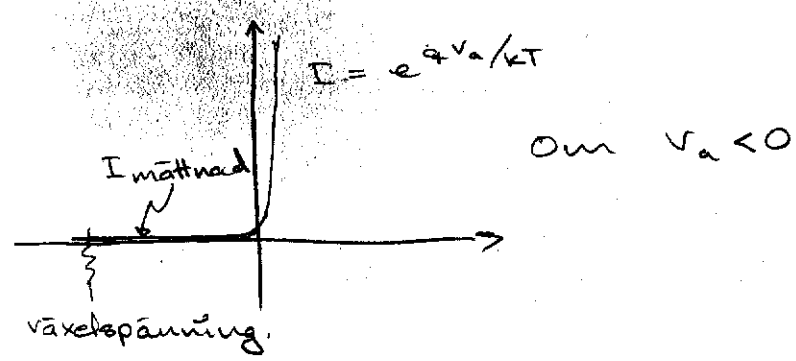


$$L_{dn} = \sqrt{\frac{kT}{q^2} \frac{\epsilon}{N_d}} = 0,17 \mu m$$

Vår modell beskrivning är alltså en approx
Vi har en Debylängd och w_n är alltså ej
så abrupt.

Här är Debylängden för stor i förhållande
till w . Har valt en för liten barrier.
Kolla alltid Debylängden!

Vi vill ha ett småsignalschema:

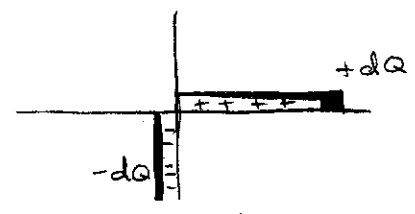


Småsignalschema för $V_a < 0$, bakriktning

$\circ \text{---} C_j \text{---} \circ$ Hur ser C_j ut?

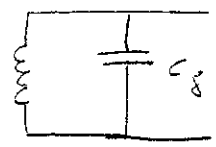
Modell för C_j :

Om vxl sp läggs på
kommer utarmn. omr.
att röra sig fram &
tillbaka

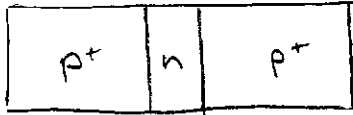
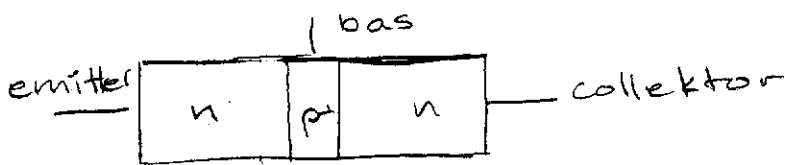


Vi får en differentiell kapacitans

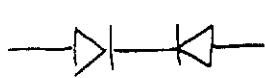
$$C_j \equiv \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon_{si} A}{w}$$



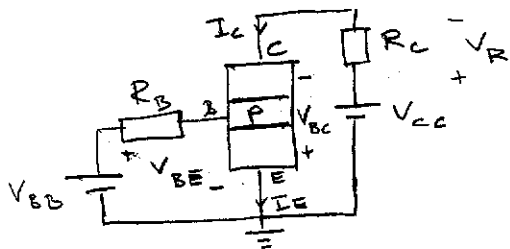
Vi har en icke linjär kap. som ändras genom att ändra
backspänningen.



Vad är skillnaden mellan transistorer och två sammankopplade dioder?



Leder aldrig ström



$$V_{BE} = -V_{EB}$$

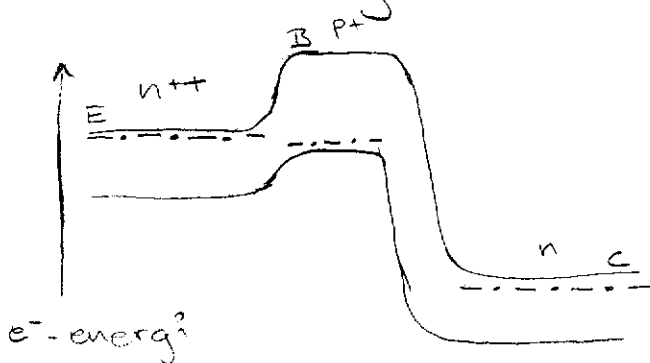
Leder ström

Diode kan ej leda ström ty halvledarna är ej i direkt kontakt utan man har en ledare (metall) mellan.

Modellbeskrivning för bipolär transistor

- plan modell
- välj npn-transistor

Bandediagrammet för strukturen:



- n++ - starkt dopad
- p+ - dopad
- n - svagt dopad
- - - - - = fermi nivå

Studera framspänd diod:

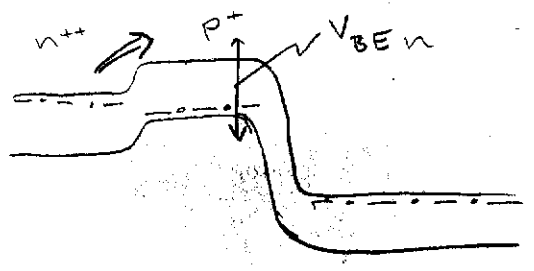
Aktiv transistor

B-E övergång framspänd
B-K — || — back-"

Den bipolära transistorn är en spänningsstyrd strömgenerator.



$$I_E = -I_C$$
$$I_C = f(V_{BE})$$

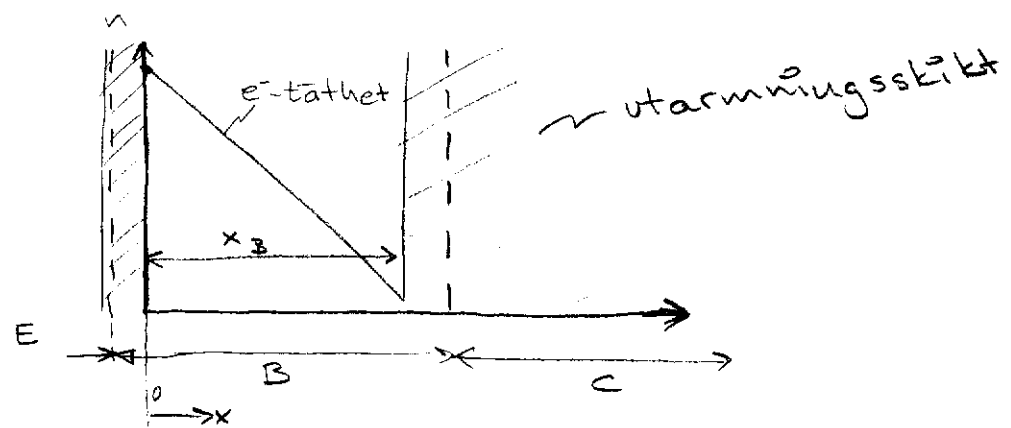


Flyttar ner barriären vid basen.

Om framsp. ligger i området $0,5 < V_{BE} < 0,7V$
 \Rightarrow Vi har redan en teori för detta!

Strömmen ges av diffusion genom basen
Hur ser det ut i basen?

Teckna e⁻-tätheten i basen



Visst utarmnings skikt i basen
Stort — || — i kollektorn

x_B = neutrala delen av basen

Elektrontätheten i $x=0$ ges av "law of junction"

$$n_B(0)$$

$$n_B(0) = n_{B0} \exp(eV_{BE}/kT)$$

31

$$J_c = J_e = -eD_B \frac{dn}{dx}$$

Sambandet är linjärt ty ingen rekombination

$$n = \left(1 - \frac{x}{x_B}\right) n_{B0} \exp(eV_{BE}/kT)$$

$$n(x_B) \approx 0$$

= 0 relativt $n(0)$, men ej i verkligheten ty då flyter ingen ström

$$\Rightarrow J_c = n_B(x_B) v_e$$

$$v < v_{max} = 10^5 \text{ m/s}$$

Rekomb. försummas

$$x_B \ll L_B$$



$$I_c = \frac{A q D_B n_{B0} e^{eV_{BE}/kT}}{x_B}$$

Vi har att $I_E + I_c + I_B = 0$

Hur stor är strömförstärknings?

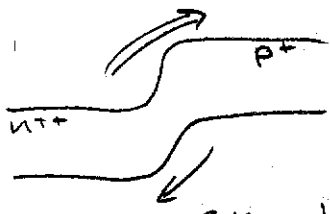
$$\beta I_B = I_c$$

Barriären går nu ej att styra utan att det flyter ström



Båda barriärerna har minskats lika mycket
Strömmen ökar lika mycket
åt båda håll.

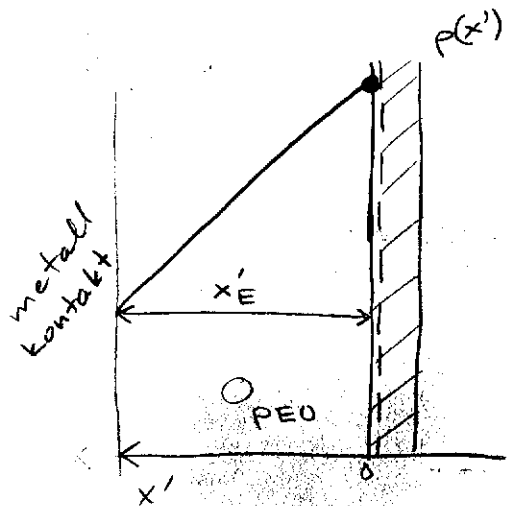
Vi borde istället minska enbart ledn. bandet och ha kvar valensbandet.



β bör vara 200

en basström flyter alltid över barriären i valensbandet in i emittorn.

studera hål-tätheten i basen



$$p_E(0) = p_{E0} e^{eV_{BE}/kT}$$

law of junction

Antag $x_E' \ll L_E$

Vi har en kraftig ytrekomb. vid mellan-kontakten vilket ger $p_E(x_E') \approx p_{E0} = 0$

Vilket ger diffusions strömmen

$$J_B = \frac{e D_E p_{E0} e^{eV_{BE}/kT}}{x_E'}$$

Krav: $J_C \gg J_B$ $\beta = 200$

$D_B \approx D_E$ $x_E' = x_B$

$$n_{B0} n_B = n_i^2$$

$$p_{E0} n_E = n_i^2$$

$$\Rightarrow N_E > 200 N_B$$

Emittorn dopas mer än basen

Tex. $N_E = 10^{25}$ $N_B = 10^{23}$ $N_C = 10^{20}$

Om $N_E = 10^{25}$ så gäller att $L_E \ll x'_E$

$L_E \approx 0,5 \mu m$

Men vi krävde ju $x'_E \ll L_E$.

Hm.....

Om $L_E \ll x'_E$

Lös diffusionsekvationen i emittorn (lång diod)

Se pn-diod $\frac{d^2 p}{dx'^2} = \frac{p_E - p_{E0}}{L_E^2}$

$p_E(0) = p_{E0} e^{eV_{BE}/kT}$

$p_E(x'_E) \approx p_{E0}$

$J_B = -eD_E \frac{dp}{dx'} \Big|_{x'=0} = \frac{eD_E p_{E0} e^{eV_{BE}/kT}}{L_E}$

$D_B \gg D_E$, vi klarar oss!

Kan jag försumma rekombinationen i basen

$x_B \ll L_B$

Vi har ju ganska hög dopning i basen, 10^{23} om vi vill veta β .

Vi bör känna β med 30%

Vi måste känna rekombinationen på % nivå av strömmen.

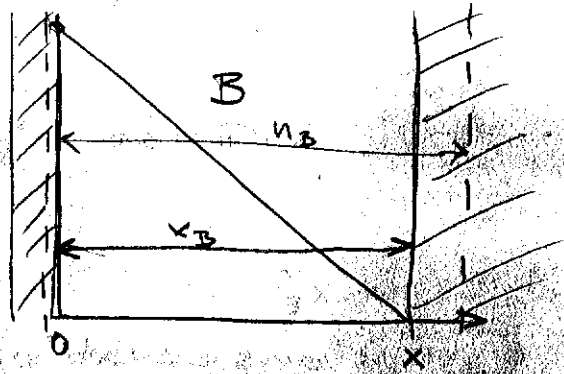
Eftersom vi vill ha β så stor som 200 får vi alltså ha hög noggrannhet i strömbeskrivnings ekv.

Man kan inte försumma rekomb. i basen ty det blir för onoggrant.

Ny modell krävs!

vi studerar rekombinationen i basen!

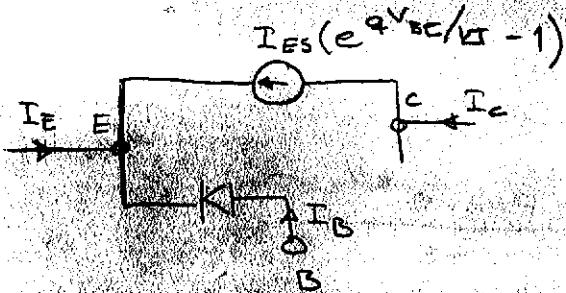
$$\frac{d^2 n_B}{dx^2} = \frac{n_B - n_{B0}}{L_B^2}$$



$$RV \begin{cases} n_B(x_B) \approx 0 \\ n_B(0) = n_{B0} e^{eV_{BE}/kT} \end{cases}$$

Lösning. $n_B = A \cosh \frac{x}{L_B} + B \sinh \frac{x}{L_B}$

3/5



$$I_E = -I_{ES}(e^{qV_{BE}/kT} - 1) - \frac{I_{ES}}{\beta}(e^{qV_{BE}/kT} - 1)$$

$$I_C = I_{ES}(e^{qV_{BE}/kT} - 1)$$

$$I_B = \frac{I_{ES}}{\beta} e^{qV_{BE}/kT} - 1$$

Förra lektionen hade vi rekomb. ekv. med RV, som gav lösning.

$$n_B = A \cosh \frac{x}{L_B} + B \sinh \frac{x}{L_B}$$

$$x=0 \Rightarrow A = n_{B0} \exp(eV_{BE}/kT)$$

$$x=x_B \Rightarrow B = -A \frac{\cosh x_B/L_B}{\sinh x_B/L_B}$$

Teckna "elektronströmmen":

vid emittorn: $J_{nE} = -e D_B \frac{dn_B}{dx} \Big|_{x=0}$

vid kollektorn: $J_{nC} = e D_B \frac{dn_B}{dx} \Big|_{x=x_B}$

Definiera en bastransportfaktor:

$$\alpha_T \equiv \frac{J_{nc}}{J_{nE}}$$

Derivera n_B

$$\frac{dn_B}{dx} = \frac{A}{L_B} \sinh \frac{x}{L_B} + \frac{B}{L_B} \cosh \frac{x}{L_B} =$$

$$= \frac{A}{L_B} \left(\sinh \frac{x}{L_B} - \frac{\cosh^{x_B/L_B}}{\sinh^{x_B/L_B}} \cosh \frac{x}{L_B} \right)$$

$$\alpha_T = \left. \frac{dn_B}{dx} \right|_{x=x_B} / \left. \frac{dn_i}{dx} \right|_{x=0} =$$

$$= \left(\sinh^{x_B/L_B} - \frac{\cosh^{x_B/L_B}}{\sinh^{x_B/L_B}} \right) / \left(-\frac{\cosh(x_B/L_B)}{\sinh^{x_B/L_B}} \right) =$$

$$= \frac{\cosh^{x_B/L_B} - \sinh^{x_B/L_B}}{\cosh^{x_B/L_B}} = \{ \text{Trig. ettan} \} =$$

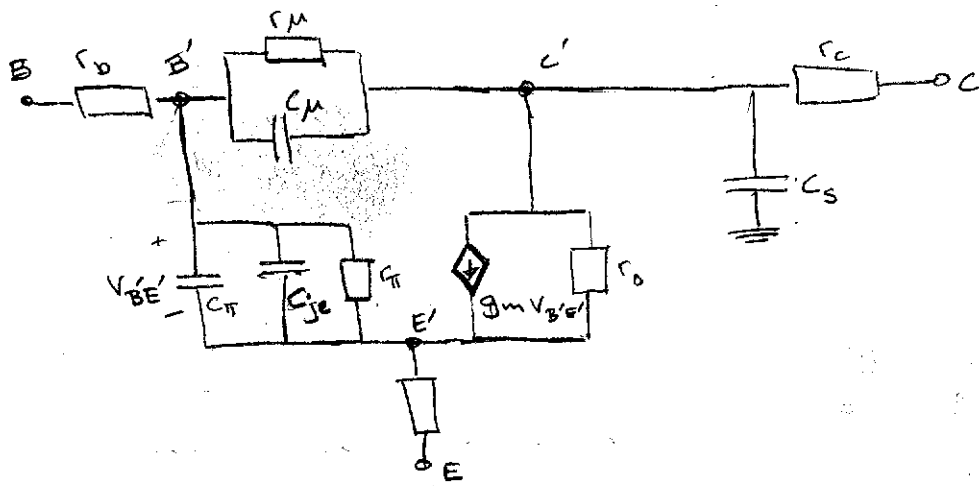
$$= \frac{1}{\cosh^{x_B/L_B}} \approx \{ \text{serie utv.} \} \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2$$

$$\alpha_T \approx 0,999$$

Vilket villkor gäller för att vi ska kunna försumma rekomb.

$$0,001 = \frac{1}{2} \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2 \Rightarrow 0,02 = \left(\frac{x_B}{L_B} \right)^2$$

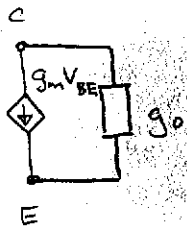
$L_B > 20 x_B$



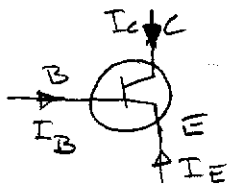
Ekvivalent
schema

Målbeskrivning:

Sök ett ekvivalent småsignalschema:



Så här gör en "krets människa":



$$I_C + I_B + I_E = 0$$

$$I_C = A \exp(eV_{BE}/kT) \quad \text{likström}$$

småsignal (DC + AC):

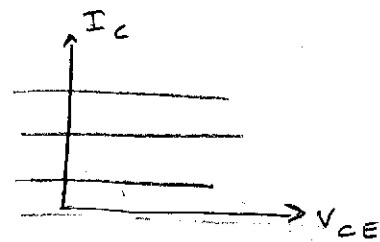
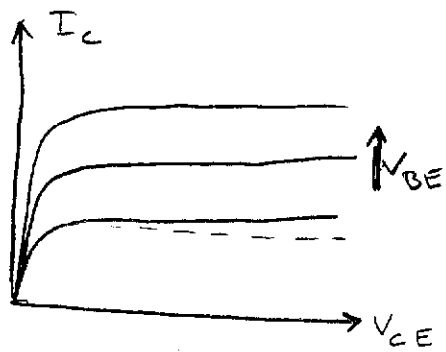
$$I_C + \hat{i}_c \cos \omega t = A \exp((eV_{BE} + eV_{BE} \cos \omega t)/kT)$$

$$\hat{i}_c \cos \omega t = A \exp(eV_{BE}/kT) \left(1 + \frac{eV_{BE} \cos \omega t}{kT} \right)$$

$$\hat{i}_c = A \exp(eV_{BE}/kT) \left(\frac{eV_{BE}}{kT} \right)$$

⇒ $I_C = g_m V_{BE}$

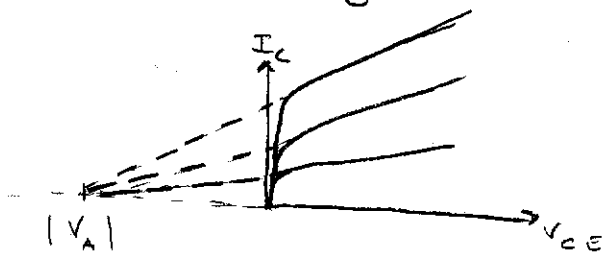
Vad är g_0 ?



För en strömning, är strömmen konst.

Generatorn gäller alltså bara för $V_{CE} > 0$

Strömmen ökar något då spänningen ökar, Eubart strömgen. räcker ej som beskrivning.



Lutar mot samma pkt., Early spänningen

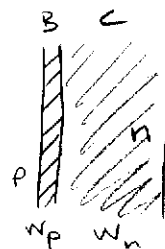
Då sp. ökar ökas utarmn. skiktet i basen \Rightarrow gradienten ökar

Teckna
$$g_0 = \frac{dI_c}{dV_{CE}} = \text{empirisk modell} = \frac{I_c}{|V_A| + V_{CE}} = \frac{I_c(0)}{|V_A|}$$

men $I_c = \frac{\text{konst}}{x_B}$ där $x_B = \text{neutrala omr i basen.}$

men $x_B = w_B - w_p(V_{CE})$

$w_p = \sqrt{k(V_{bi} - V_{BC})}$



utarmn. skikt bas-kollektor övergång

enl. teorin för pn-överg

V_{bi} = kontaktpotential

V_{BC} = pålagd backspänning

$\Rightarrow w_p = \sqrt{k(V_{bi} + V_{CB})}$

$\Rightarrow I_c = \frac{\text{konst}}{w_B - \sqrt{k(V_{bi} + V_{BC})}}$

$$g_o = \frac{dI_c}{dV_{CE}} = \frac{dI_c}{dV_{CB}} \quad (\text{ty } V_{EB} \text{ är konst.)}$$

svårt steg, fundera på det!

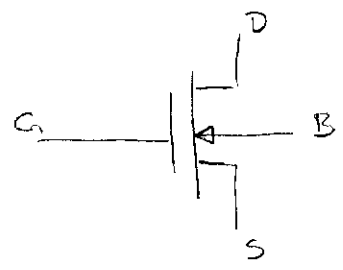
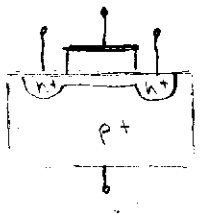
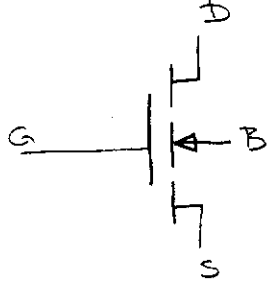
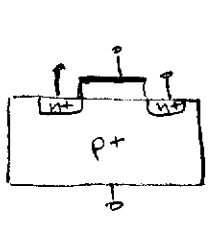
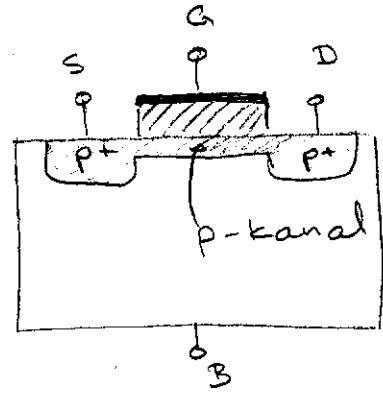
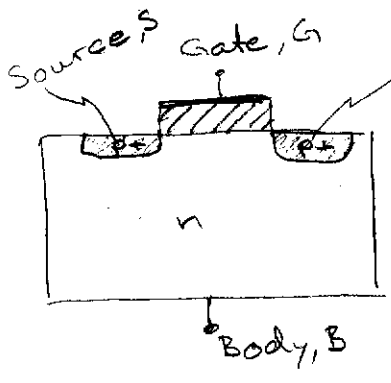
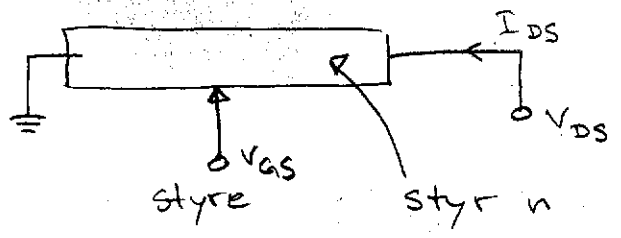
$$\Rightarrow g_o = f(V_{CB})$$

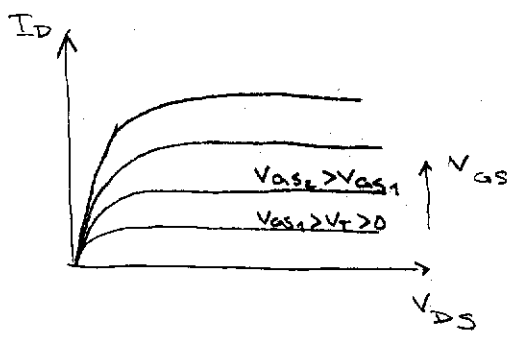
5/5 MOSFET

Ström-spänningskaraktäristik

Hur sker strömtransporten i halvledare?
 Drift-diffusions ekv. är ett bra verktyg.

$$I = AJ = A \cdot (eD_n \frac{dn}{dx} + e\mu_n n E_x) \quad \text{planfall}$$

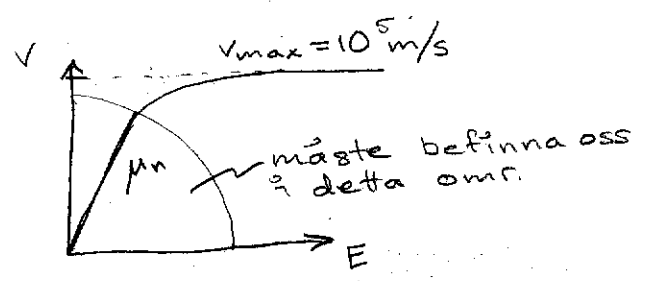




- V_{DS} = Spänning Drain-Source
- V_{GS} = Styrspänning
- I_{DS} = Ström Drain-Source
- W = kanalbredd
- L = kanallängd
- I_x = Ström i x-riktn.
- Q'_n = Ytladdning [As/m^2]
- C_{ox} = Ytkapacitans [F/m^2]
- V_T = tröskelspänning
- v = elektron hast.

$$I = WQ'_n v$$

$$I_x = -W\mu_n Q'_n E_x$$

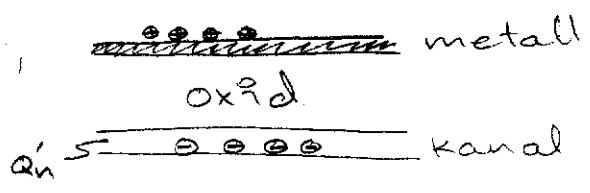


v_i befinner oss vid ytan och där skiljer sig μ_n från "bulkvärdet".

v_i påstår alltså att v_i har tecknat hast. som

$$|v| = \mu |E_x|$$

Laddningen bestäms av ytkapacitansen, C_{ox} .



V_{GS} styr laddningarna i plattkondensatorn

$$C_{ox} V_{GS} = |Q'_n|$$

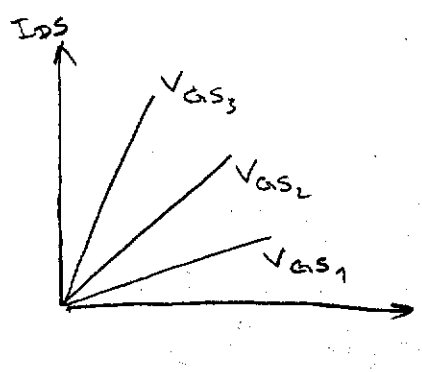
Det krävs dock en viss spänning, V_T , för att invertera kanalen.

$$Q'_n = -C_{ox} (V_{GS} - V_T)$$

$$I_{DS} = -I_x$$

$$I_{DS} = W \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T) \frac{V_{DS}}{L}$$

Konst. E-fält i kanalen orsakat av V_{DS}



V_{DS} är liten!

Nytt försök

$$I_x = -W \mu_n C_{ox} \frac{dV}{dx} \{ (V_{GS} - V(x) - V_T) \}$$

↑ lokal spänning

$$I_{DS} = W \mu_n C_{ox} \frac{dV}{dx} \{ (V_{GS} - V(x)) - V_T \}$$

Kolla tecknen på slutet
Integrera längs kanalen.

$$\int_0^L I_{DS} dx = \int_0^{V_{DS}} W \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V(x) - V_T) dV$$

$$\Rightarrow I_{DS} = \frac{W \mu_n C_{ox}}{2L} [2(V_{GS} - V_T)V_{DS} - V_{DS}^2]$$

Förutsättningen är att vi har en kanal

$$V_{GS} > V_T \quad \text{och} \quad V_{GD} > V_T$$

$$\text{men} \quad V_{GD} = V_{GS} + V_{SD} = V_{GS} - V_{DS}$$

$$\Rightarrow V_{GS} > V_T \quad V_{GS} - V_{DS} > V_T$$

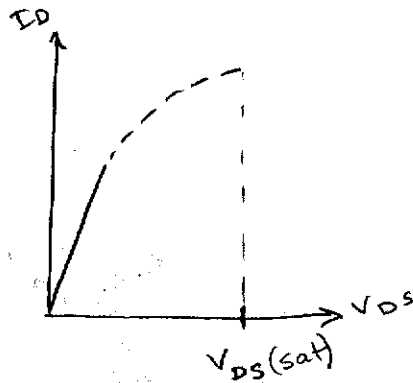
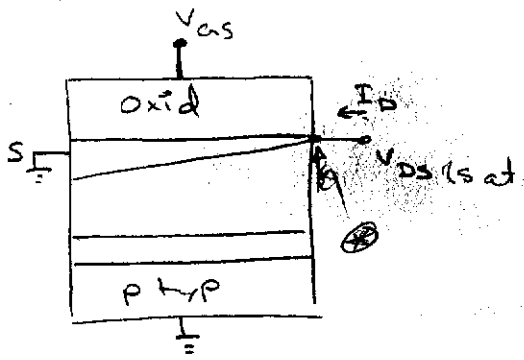
eller

$$V_{GS} > V_T \quad V_{GS} > V_T + V_{DS}$$

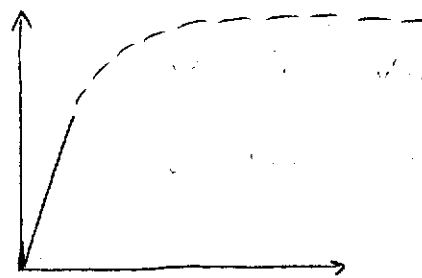
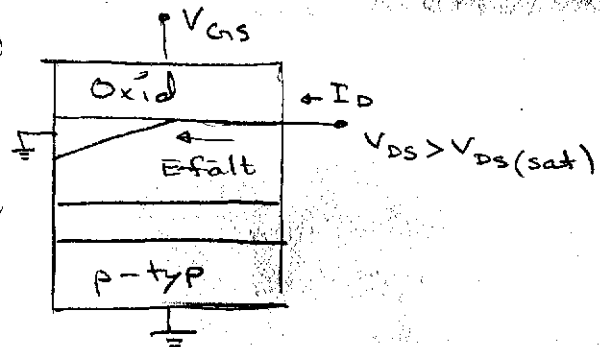
Kanalen upphör vid Drain när $V_{GS} - V_{DS} = V_T$

Insättning ger:

$$I_{DS(sat)} = \frac{W \mu_n C_{ox}}{2L} [(V_{GS} - V_T)^2]$$

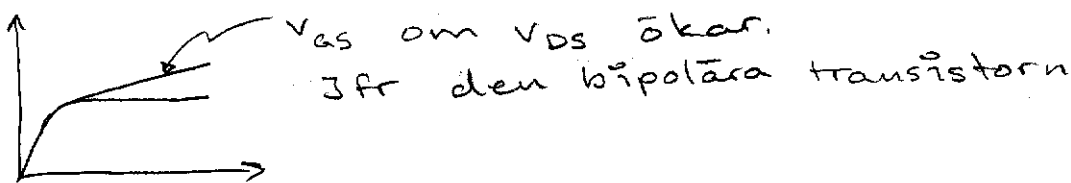


Kanalen stryps mer och mer och strömgradienten planar ut.



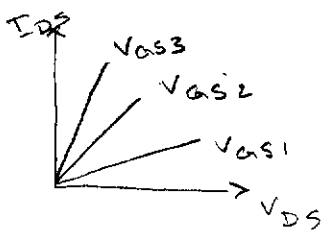
$I \otimes$ gäller $E \rightarrow \infty$, $Q \rightarrow 0$, $V \rightarrow \infty$
 Stämmer ej riktigt med modellen.

Vi ser att kanallängden, L , minskar då V_{ds} ökar
 V_{gs} blir ej längre konst om V_{ds} ökas.



Ekvivalent schema för MOSFET

Resistansområdet för låga V_{ds} (50 mV)



$$I_{DS} = \frac{W \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T) V_{DS}}{L}$$

$$g = \frac{I_{DS}}{V_{DS}} = \frac{W \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T)}{L}$$

$$g = g(V_{GS})$$

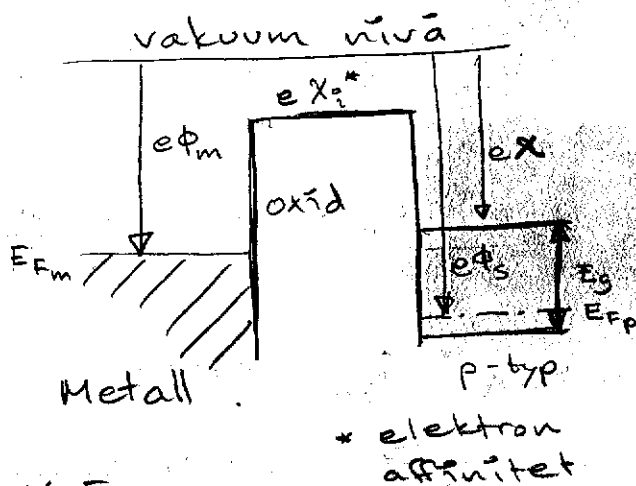
Teori 70-talet!

43

$$V_T \approx V_{FB}$$

(Bandböjningen försummas)

Ingen ytladdning i oxiden (mellan ytan oxid-halvledare)



$$eV_{FB} = e\phi_m - e\phi_s \approx e\phi_m - eX - E_g$$

$$V_{FB} = \phi_m - X - \frac{E_g}{e}$$

$$V_T = \phi_m - X - \frac{E_g}{e}$$

Ex

n-kanal MOSFET med Al-styre

$$\phi_m = 4,10V$$

$$X = 4,15V$$

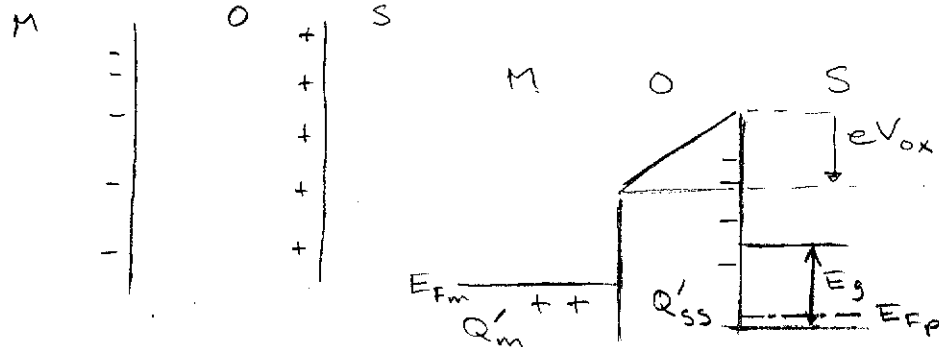
$$E_g = 1,12eV$$

$$V_{FB} = V_T = 4,10 - 4,15 - 1,12 \approx \underline{\underline{-1V}}$$

p-kanal MOSFET med Al-styre

$$V_{FB} = V_T = 0V$$

Men vi måste ta hänsyn till laddningarna i oxiden.



$$V_{ox} = \frac{Q_m'}{C_{ox}} = - \frac{Q_{ss}'}{C_{ox}}$$

$$eV_{FB} = e\phi_m - e\phi_s + eV_{ox}$$

$$V_{FB} = \phi_m - \chi - \frac{E_g}{e} = \frac{Q_{ss}'}{C_{ox}}$$

$$V_T = \phi_m - \chi - \frac{E_g}{e} = \frac{Q_{ss}'}{C_{ox}}$$

ϵ_x

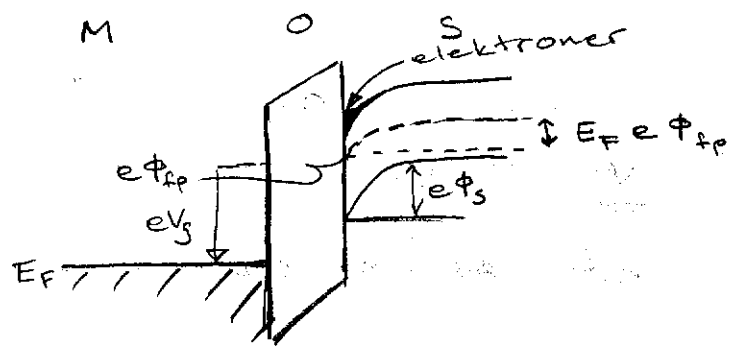
Antag $t_{ox} = 500 \text{ \AA}$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0}{t_{ox}} = \frac{3,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{500 \cdot 10^{-10}} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ F/m}^2 \text{ (0,7 nF/mm}^2\text{)}$$

$\frac{Q_{ss}'}{e} \approx 10^{16}$ laddn. / m² (ett rimligt värde 1970)

$$V_{FB} = V_T = \phi_m - \chi - \frac{E_g}{e} - \frac{Q_{ss}'}{C_{ox}} = -1,0 - \frac{10^{16} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{7 \cdot 10^{-4}} = -3,3 \text{ V}$$

Idag har vi full kontroll över laddn. i mellanytan \Rightarrow Ny teori.



Bandediagram vid inversion

Inverkan av bandböjning bör studeras
Vilket för inversion antages vara:

$$\phi_s = 2\phi_{fp} \text{ enl. fig}$$

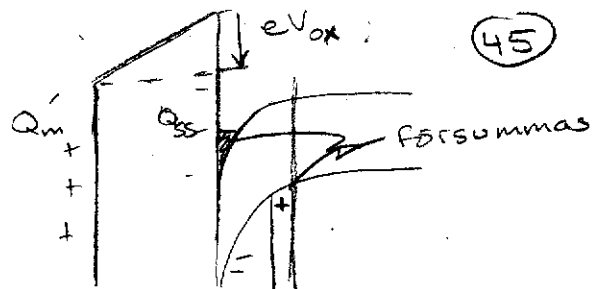
(Ytterligare spänning på styret deformerar inte bandgapet). praktiskt!

Försumma de rörliga laddningarna i Si, elektroner vid mellanytan och hål vid

ytermningskanten (x_D)

V_T har totalt laddn. neutralitet

$$Q_{im} + Q'_{ss} = e N_A x_{dT} = 0$$



(45)

Tröskelspänningen kan nu tecknas:

$$V_T = Q_{ms} + \frac{Q'_{im}}{C_{ox}} + Q_s \quad \text{över n.l. över oxid}$$

$$V_T = Q_{ms} + \frac{e N_A x_{dT} - Q'_{ss}}{C_{ox}} + 2 \phi_{fp}$$

Emitter (source) och substrat gjordade ger en enkel beräkning av x_{dT} (kolla substrateffekten i kursboken).

Beräkna x_{dT} , V_T har enl. teorin för p-n överg.

$$x_{dT} = \sqrt{\frac{2 \phi_s \epsilon_{Si} \epsilon_0}{e N_A}}$$

Beräkna V_T numeriskt:

$$\frac{Q'_{ss}}{e} = 10^{15} \text{ m}^{-2} \quad N_A = 3 \cdot 10^{22} \quad \text{Al-styre}$$

$$V_T = -0,92 + \dots$$

$$\phi_s = 2 \phi_{fp}$$

$$\phi_{fp} = 0,026 \ln \frac{N_A}{N_i} = 0,376 \Rightarrow \phi_s = 0,752$$

$$x_{dT} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0,752 \cdot 11,7 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{22}}} \approx 0,18 \mu\text{m}$$

(Hur är det med debylängden?)

$$V_T = -0,92 + \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{22} \cdot 0,18 \cdot 10^{-6} - 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15}}{7 \cdot 10^{-4}} + 0,752$$

$$= -0,92 + \frac{(0,86 - 0,16) \cdot 10^{-3}}{7 \cdot 10^{-4}} + 0,752 \approx \underline{\underline{0,8 \text{ V}}}$$

Hur blir det med p-kanal, likadan som
ovan?

(46)

Φ_{ms} = utträdesarbetskillnaden

Korrektion

$$V_{Tp} = -0,92 + 0,752 + \frac{(-0,86 - 0,16)10^{-3}}{7 \cdot 10^{-4}} - 0,752 \approx -2,4V$$