

Øving 10

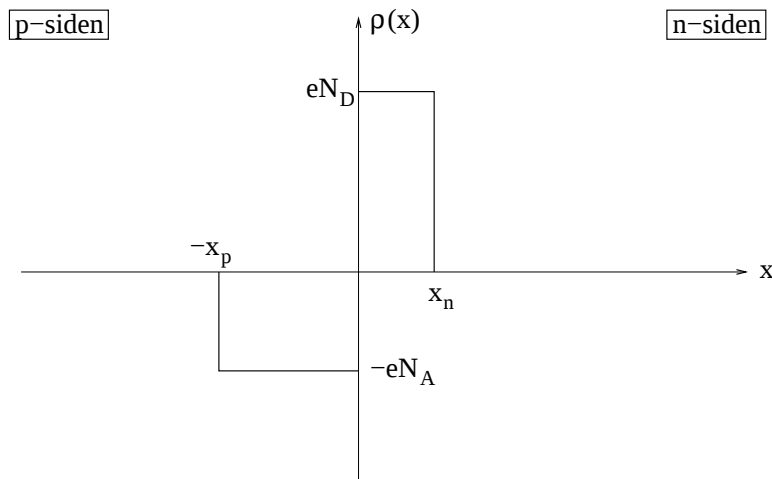
Veiledning: Fredag 28. mars

Innleveringsfrist: Tirsdag 1. april

pn-overgang: sperresone og innebygd potensial

[med mulighet for å friske opp litt elektrostatikk i polariserbare medier underveis...!]

En *pn*-overgang har en uniform fordeling av N_A akseptoratomer pr volumenhets på *p*-siden og N_D donatoratomer pr volumenhets på *n*-siden. Vi antar at alle akseptorer og donorer er ionisert, og at både N_A og N_D er mye større enn halvlederens intrinsiske konsentrasjon n_i av elektroner og hull. Langt unna overgangen har vi derfor $n \gg p$ på *n*-siden og $p \gg n$ på *p*-siden. I den såkalte *sperresonen*, dvs i området $[-x_p, x_n]$, er både hull- (*p*) og elektronkonsentrasjonen (*n*) neglisjerbar i forhold til N_A og N_D fordi elektroner i ledningsbåndet på *n*-siden av overgangen har diffundert mot *p*-siden og rekombinert med hull i valensbåndet. Ladningsfordelingen $\rho(x)$ blir derfor tilnærmet som vist i figuren.



Overgangen til elektrisk nøytralitet ved $x = -x_p$ og $x = x_n$ er i virkeligheten ikke helt skarp men foregår på en lengdeskala som typisk er liten i forhold til sperresonens utstrekning $W = x_n + x_p$. Det samme gjelder overgangen fra $\rho = -eN_A$ til $\rho = eN_D$ ved $x = 0$. Dermed er $\rho(x)$ i virkeligheten kontinuerlig overalt, noe som igjen innebærer at det elektriske feltet $\vec{E} = E(x)\hat{x}$ også er kontinuerlig overalt. [Jfr. øving 5 i høst, oppgave 2a: $\Delta E_n = \sigma/\epsilon_0$, dvs normalkomponenten av $\vec{E}$ er diskontinuerlig når vi krysser en flate med ladningstetthet σ . Remember?!] I beregningene bruker vi $\rho(x)$ som vist i figuren, og altså samtidig at $E(x)$ er en kontinuerlig funksjon. Systemet antas å være fullstendig uniformt i y - og z -retning, dvs ingen fysiske størrelser avhenger av y eller z .

a) Vi skal etterhvert bestemme x_n , men anta nå først at x_n er kjent. Hva blir da x_p og W når hele systemet er elektrisk nøytralt?

b) Fra Gauss' lov, $\nabla \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon$ og sammenhengen $\vec{E} = -\nabla V$ følger Poissons ligning,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

som angir sammenhengen mellom det elektriske potensialet $V(x)$ og ladningstettheten $\rho(x)$. Bruk Poissons ligning til å bestemme potensialet $V(x)$ og det elektriske feltet $E(x)$ for pn -overgangen vist i figuren på side 1. Vis at det *innebygde potensialet* $\Delta V = V(x \rightarrow \infty) - V(x \rightarrow -\infty)$ kan uttrykkes på formen

$$\Delta V = \frac{eN_D x_n W}{2\epsilon}$$

Tips: Du har tilstrekkelig informasjon til å bestemme $E(x)$ entydig. I sperresonen må E bli en lineær funksjon av x , utenfor må E være lik null. (Hvorfor?) Potensialet $V(x)$ kan du bare bestemme på en konstant nær: Nullpunkt for potensialet velger vi som kjent etter eget ønske!

Kommentar: Vi har her antatt at halvlederen kan beskrives som et lineært og isotropt dielektrikum med permittivitet $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$. For Si er $\epsilon_r = 11.8$. "Bundet" ladning er altså assosiert med polarisering av atomene i halvlederkrystallen og dermed "innebakt" i permittiviteten ϵ . Ladningen $\rho(x)$ blir i dette tilfellet det vi i høst kalte "fri" ladning, selv om den her faktisk er bundet opp til immobile forurensningsatomer. Husk at "fri" ladning innbefattet all ladning som ikke var assosiert med polariseringen av mediet. Sammenhengen mellom den elektriske forskyvningen $\vec{D}$ og det elektriske feltet $\vec{E}$, $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$,

samt Gauss' lov for $\vec{D}$, $\nabla \cdot \vec{D} = \rho(x)$, gir umiddelbart sammenhengen mellom $V(x)$ og $\rho(x)$, dvs Poissons ligning.

Vakuumpermittiviteten er $\epsilon_0 = 10^7/4\pi c^2 \simeq 8.84 \cdot 10^{-12}$, med enhet C/Vm.

c) For å bestemme det innebygde potensialet ΔV , og dermed x_n og sperresonens utstrekning W , bruker vi uttrykkene som vi fant i øving 9, punkt e) for det kjemiske potensialet μ for en p -type og en n -type halvleder, henholdsvis

$$\mu(p - \text{siden}) = \frac{E_v + E_c}{2} - k_B T \ln \left[\frac{N_A}{n_i} \left(\frac{m_c}{m_v} \right)^{3/4} \right]$$

og

$$\mu(n - \text{siden}) = \frac{E_v + E_c}{2} + k_B T \ln \left[\frac{N_D}{n_i} \left(\frac{m_v}{m_c} \right)^{3/4} \right]$$

Vis at *likevekt* i systemet innebærer at ΔV må stille seg inn på verdien

$$\Delta V = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

(Her er e elementærladningen.)

Anta at halvledermaterialet er silisium som har en intrinsikk ladningskonsentrasjon $n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ved $T = 300 \text{ K}$. Regn ut tallverdien til ΔV når n -siden er dopet med 10^{17} antimonatomer pr cm^3 og p -siden er dopet med 10^{16} boratomer pr cm^3 .

d) Vis at x_n nå kan uttrykkes på formen

$$x_n = \left(\frac{2\epsilon k_B T N_A}{e^2 N_D (N_A + N_D)} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)^{1/2}$$

og regn ut sperresonens utstrekning W for pn -overgangen spesifisert i punkt c). (Fremdeles ved romtemperatur.) Hvor stort er det maksimale elektriske feltet $E_{\max}$ (dvs ved $x = 0$)?

Tallsvar: $\Delta V = 756 \text{ mV}$, $W = 0.33 \text{ }\mu\text{m}$, $E_{\max} = -4.6 \text{ MV/m}$.