Heiko Dumlich 16. Mai 2007

3 Übungsblatt Photovoltaik

3.1 (pn-Übergang der Solarzelle)

a)

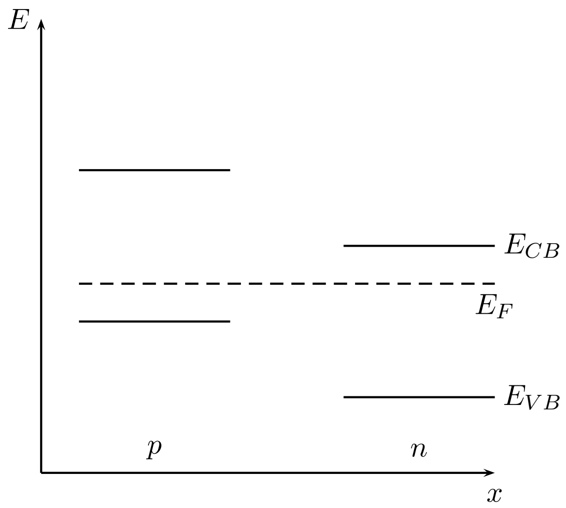
Der pn-Übergang dient zur Ladungstrennung in der Solarzelle, wobei Licht auf diesen Übergang fällt und jedes absorbierte Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Die Ladungsträger, die zum Übergang diffundieren, werden von dem eingebauten elektrischen Feld des Überganges getrennt. Der pn-Übergang wird somit genutzt, um Sonnenlicht in elektrische Energie umzuwandeln.

b)

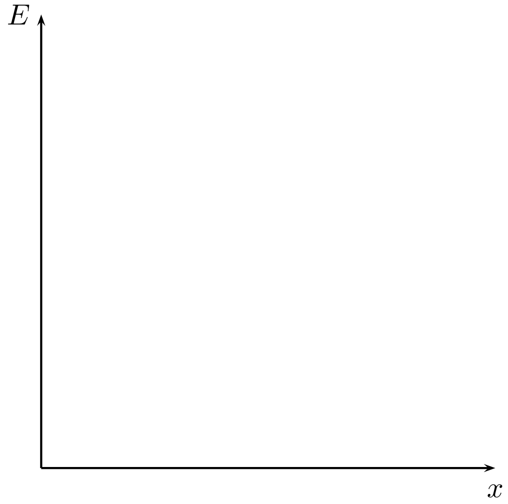
Grundsätzlich setzt der Betrieb einer Solarzelle eine Ladungstrennung vorraus, diese wird über einen pn-Übergang erreicht. Die Ladungsträger werden in verschiedene Richtungen abgelenkt und können so als Strom (Photostrom) abgenommen werden. Ohne die Ladungstrennung kommt es zur Rekombination der Löcher mit den Elektronen, wobei thermische Energie freigesetzt wird (z.B. Phononen, Wärme,etc.) und daher kann in diesem Fall kein Strom gewonnen werden, dies charakterisiert jedoch gerade die Solarzelle.

3.2 (reduziertes Bandschema)

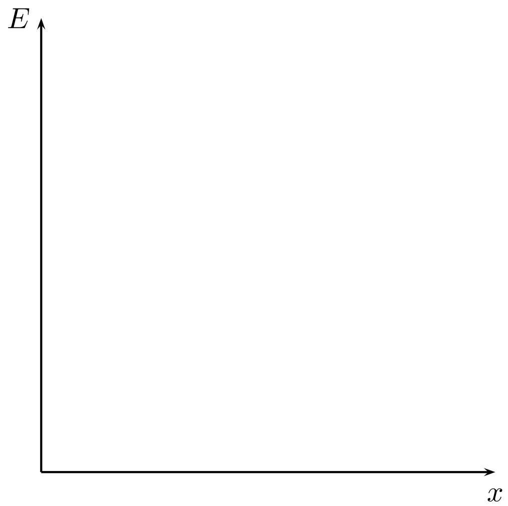
a)



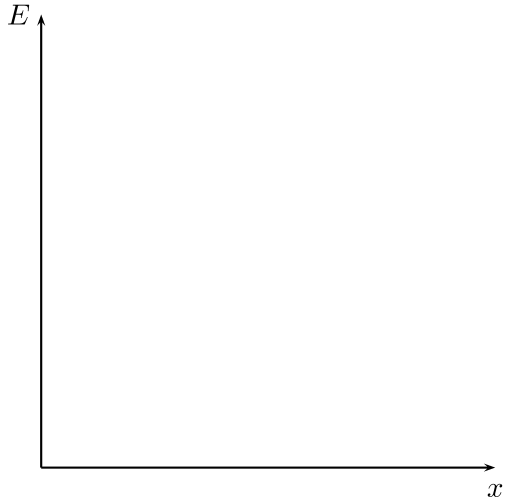
b)



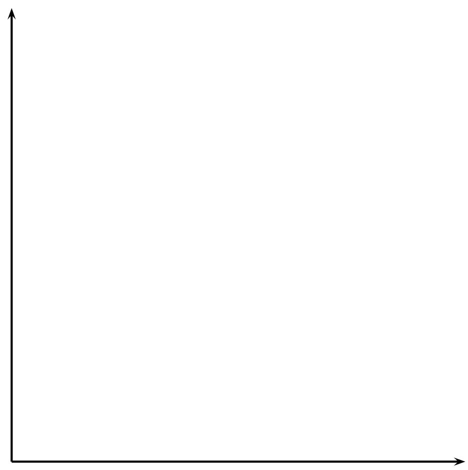
c)



d)



e)



3.3 (Eigenschaften eines pn-Überganges im thermischen Gleichgewicht)

Der Potentialverlauft $\phi(x)$ mit der bekannten Ladungsträgerdichte $\rho(x)$ lässt sich über die Poisson-Gleichung beschreiben:

$$\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon}. \tag{1}$$

a)

Es ist der Verlauf des elektrischen Feldes zu berechnen und zu skizzieren, wobei eine Donatorkonzentration von N_D und eine Akzeptorkonzentration von N_A angenommen wird und alle Donatoren und Akzeptoren auf Grund der ausreichend hohen Temperatur ionisiert sind. Es folgt also nach dem Schottky-Modell für

$$\rho\left(x\right)=\begin{cases}0, & x<-W_p\\ -eN_A, & -W_p<x<0\\ eN_D, & 0<x<W_n\\ 0, & x>W_n\end{cases}$$

mit den Raumladungszonenbreiten W_n bzw. W_p.
Wir setzen ein und integrieren (1) unbestimmt mit $x_0=0$ und $\frac{\partial}{\partial x}\phi\left(x\right)=-E\left(x\right)$:

$$E\left(x\right)=\begin{cases}0, & x<-W_p\\ -\frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}N_Ax+c_1, & -W_p<x<0\\ \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}N_Dx+c_2, & 0<x<W_n\\ 0, & x>W_n\end{cases}$$

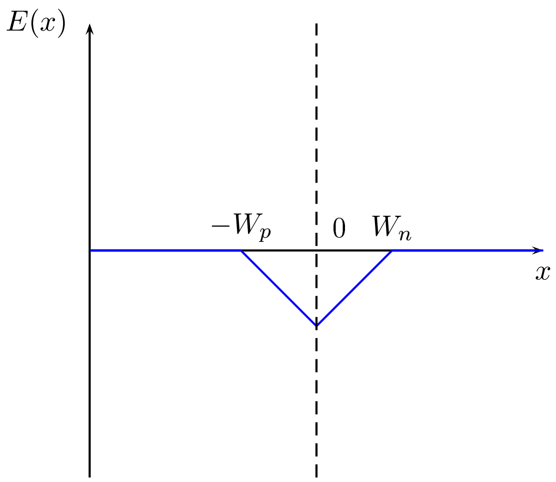
mit den Konstanten c_1 und c_2, wobei mit der Randbedingung, dass das elektrische Feld ausserhalb der Raumladungszonen verschwindet, also $E\left(-W_p,W_n\right)=0$ folgt:

$$\begin{aligned}\frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}N_AW_p+c_1 &= 0\\ -\frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}N_AW_p &= c_1\end{aligned}$$

Äquivalent für c_2. Einsetzen liefert das Ergebnis für das elektrische Feld:

$$E\left(x\right)=\begin{cases}0, & x<-W_p\\ -\frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}N_A\left(x+W_p\right), & -W_p<x<0\\ \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}N_D\left(x-W_n\right), & 0<x<W_n\\ 0, & x>W_n\end{cases}$$

Grafisch ergibt sich somit:



b)

Es ist der Potentialverlauf zu bestimmen, diesen erhalten wir durch eine weitere Integration:

$$\phi(x) = \begin{cases} 0, & x < -W_p \\ \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} N_A \left(\frac{1}{2}x^2 + W_p x\right) + d_1, & -W_p < x < 0 \\ -\frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} N_D \left(\frac{1}{2}x^2 - W_n x\right) + d_2, & 0 < x < W_n \\ 0, & x > W_n \end{cases}$$

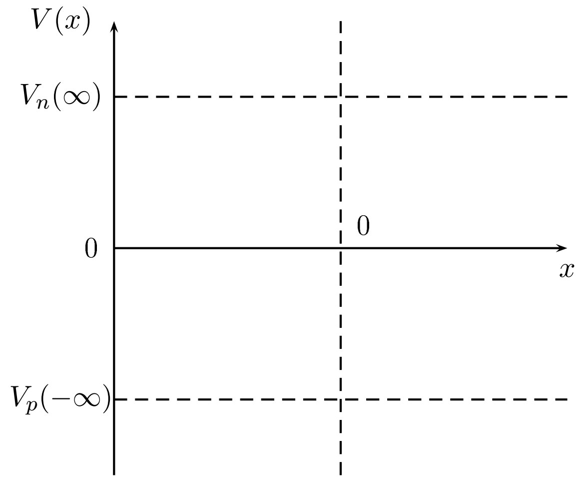
Wir benutzen die Randbedingung $\phi(-W_p, W_n) = (V_p(-\infty), V_n(\infty))$ und erhalten:

$$\begin{aligned} \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} N_A \left(\frac{1}{2}W_p^2 - W_p^2\right) + d_1 &= V_p(-\infty) \\ d_1 &= V_p(-\infty) + \frac{e}{2\varepsilon_0 \varepsilon} N_A W_p^2 \end{aligned}$$

äquivalent für d_2, setzen wir dies ein und benutzen die Binomische Formel, erhalten wir:

$$\phi(x) = \begin{cases} V_p(-\infty), & x < -W_p \\ V_p(-\infty) + \frac{e}{2\varepsilon_0 \varepsilon} N_A (x + W_p)^2, & -W_p < x < 0 \\ V_n(\infty) - \frac{e}{2\varepsilon_0 \varepsilon} N_D (x - W_n)^2, & 0 < x < W_n \\ V_n(\infty), & x > W_n \end{cases}$$

Grafisch liefert das:



c)

Es ist die Diffusionsspannung zu bestimmen, diese ist gegeben durch:

$$V_D = V_n(\infty) - V_p(-\infty)$$

dem Abstand des maximalen zum minimalem Potential. Mit der Kontinuität für $\phi(x)$ bei $x = 0$ folgt:

$$V_p(-\infty) + \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon} N_A {W_p}^2 = V_n(\infty) - \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon} N_D {W_n}^2$$

oder umgestellt:

$$V_D = V_n(\infty) - V_p(-\infty) = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon}\left(N_A W_p^2 + N_D W_n^2\right). \tag{2}$$

d)

Die Breite der Raumladungszone lässt sich nun mit Hilfe der vorher gelösten Teilaufgaben relativ einfach bestimmen. Wir müssen nur (2) umstellen und die Ladungsneutralität $N_D \cdot W_n = N_A \cdot W_p \Leftrightarrow W_p = (N_D \cdot W_n)/N_A$ ausnutzen und finden für die Raumladungszonen:

$$\begin{aligned} W_n &= \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_D}{e} \cdot \frac{N_A}{N_D(N_D + N_A)}\right)^{\frac{1}{2}} \\ W_p &= \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_D}{e} \cdot \frac{N_D}{N_A(N_D + N_A)}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Hier die Rechnung:

$$\begin{aligned} V_D &= \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon}\left(N_A W_p^2 + \frac{N_A^2 \cdot W_p^2}{N_D}\right) \\ \frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_D}{e} &= N_A\left(\frac{N_D + N_A}{N_D}\right) W_p^2 \\ W_p &= \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_D}{e}\left(\frac{N_D/N_A}{N_D + N_A}\right)\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

für W_n äquivalent.

Fügt man die beiden Raumladungszonen zusammen, so erhält man W mit:

$$W = W_n + W_p = \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_D}{e} \cdot \frac{N_A^2 + N_D^2}{N_D N_A (N_D + N_A)}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

e)

Wir können die beiden Fälle vergleichen, wobei $eV_D \approx E_g$ mit dem gap $E_g = 1,1\,eV$ für Silizium. Wir gehen davon aus, dass $N_A = p = 10^{16}\,cm^{-3}$ und $N_D = n = 10^{15}\,cm^{-3}$ und $N_D^+ = n^+ = 10^{19}\,cm^{-3}$. Es folgen:

$$\begin{aligned} W &= \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon E_g}{e^2} \cdot \frac{N_A^2 + N_D^2}{N_D N_A \left(N_D + N_A\right)}\right)^{\frac{1}{2}} \\ &= 1,33 \cdot 10^{-8}\,cm \approx 1\,\text{Å} \end{aligned}$$

und

$$W' = 1,44 \cdot 10^{-9}\,cm \approx 0,1\,\text{Å}.$$

Es ist sinnvoller eine größere Raumladungszone zu besitzen, wobei somit die pn-Variante der pn^+-Variante vorzuziehen ist, dies liegt darin begründet, dass eine größere Raumladungszone dafür sorgt, dass weniger Rekombinationen stattfinden werden und somit eine höhere Effizienz erzielt werden kann. (Leider scheinen die Werte nicht ganz richtig zu sein, sehe aber jetzt um ca. 1 Uhr nachts auch nicht mehr woran es liegt *g*, also sagen wir mal Faktor 100-1000 drauf, dann macht es mehr Sinn, weil bei einem Angstrom oder gar nur 0,1 Ausbreitung haben wir ja gerade mal ein Atom als Raumladungszone und das macht nicht gerade Sinn.)