

4 Übungsblatt Photovoltaik

4.1 (Verlustmechanismen in der Solarzelle)

a)

Inhärente Verluste Photonen mit Energien kleiner als der Bandlücke können kein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband befördern da die Energie des Photons nicht ausreicht um die Energielücke zu überwinden (Transmission des Photons durch die Zelle). Besitzen die Photonen Energien, die größer als die Bandlücke sind, können die relaxierenden Elektronen Phononen anregen, wodurch die ursprüngliche Photonenenergie zum Teil in thermische Energie umgewandelt wird.

Rekombinationsverluste Rekombination tritt auf, wenn sich das Elektron-Loch-Paar nicht schnell genug voneinander entfernt, wie es z.B. durch eine Verarmungsschicht ermöglicht wird (die schnelle Entfernung). Man unterscheidet die strahlende Rekombination, bei dem Loch und Elektron rekombinieren und ein Photon aussenden (dieses kann dann jedoch wieder absorbiert werden) und nichtstrahlende Verluste, wobei es derer zwei gibt. Zum einen den Shockley-Read-Hall-Mechanismus und zum anderen den Auger-Mechanismus.

Optische Verluste Die Verluste entstehen durch unterschiedliche Effekte. Die Reflexion an der Oberfläche sorgt für einen Verlust, da ein Teil der Photonen gar nicht in die Solarzelle eindringt. Zudem werden für den Ladungstransport Kontaktfinger benötigt, die eine gewisse Fläche direkt und einen weiteren Teil durch Schatten von Photonen abschirmen. Zudem kann Transmission auftreten, ohne, dass das Photon absorbiert wird, hierzu wird die Rückseite der Solarzelle so aufgearbeitet, dass es vermehrt zur Reflexion kommt, wobei das reflektierte Photon dann wieder die Möglichkeit besitzt auf der Frontseite der Solarzelle auszutreten, insofern es nicht auf dem Weg absorbiert wird.

Ohmsche Verluste Die Widerstände (Serien- und Parallel-(shunt) Widerstände) verschlechtern den Füllfaktor und im schlimmsten Fall V_{OC} und/oder I_{SC} . Diese treten praktisch an allen Übergängen und im Halbleiter selbst auf.

b)

Es werden die oben bereits erwähnten drei Mechanismen: strahlende Rekombination und die zwei nichtstrahlenden Rekombinationen SRH (Shockley-Read-Hall) und Auger beobachtet. Die strahlende Rekombination beschreibt die Aussendung eines Photons bei Rekombination eines Elektron-Loch-Paares (Elektron aus Leitungsband verbindet sich unter Photonaussendung beim Übergang ins Valenzband mit dem Loch im Valenzband, wobei dies bei einem direkten Halbleiter auftritt, da das Maximum des Valenzbandes

hier genau unter dem Minimum des Leitungsbandes liegt und deren Abstand somit der Bandlücke entspricht), dies ist die gewünschte Rekombination um die Verluste zu minimieren, da hierbei das ausgesandte Photon erneut ein Elektron-Loch-Paar erzeugen kann. Bei der nichtstrahlenden Rekombination wird die Energie in thermische Energie umgesetzt, wobei die Zelle erwärmt wird und für diese zur Stromerzeugung nicht nutzbar ist. Im Falle der Auger-Rekombination geschieht dies, indem ein Elektron mit einem Loch rekombiniert, jedoch seine Energie an ein Elektron im Valenzband abgibt, welches dann unter Abgabe von Phononen (thermische Energie) relaxiert. SRH tritt auf, wenn ein Elektron aus dem Leitungsband in einem Dotierniveau (innerhalb der Bandlücke) gefangen wird und bevor es ins Leitungsband zurückspringt ein Loch im gleichen Zustand eingefangen wird, dann rekombinieren diese nämlich, während die frei werdende Energie in Form von Phononen abgegeben wird.

4.2 (Rekombination/Shockley-Read-Hall-Mechanismus)

Beim SRH ist die Rekombinationsrate R gegeben mit:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)} \quad (1)$$

a)

Es sind die Lebensdauern der Störstellenkonzentrationen $N_{t,1} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $N_{t,2} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ zu berechnen. Es gilt für die Lebensdauer:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\sigma_e v_{th} N_t}$$

In unserem Fall beträgt der Wirkungsquerschnitt $\sigma_e = 10^{-15} \text{ cm}^2$ und die thermische Geschwindigkeit $v_{th} = 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Wir können die drei gegebenen Parameter einsetzen und erhalten für die Lebensdauern:

$$\begin{aligned} \tau_{n0,1} &= 10^{-4} \text{ s} \\ \tau_{n0,2} &= 10^{-6} \text{ s} \end{aligned}$$

b)

Wir betrachten den beleuchteten Fall einer Solarzelle mit dem gap $E_G = 1,1 \text{ eV}$ und der Überschussladungsträgerkonzentration $\Delta n_0 = \Delta p_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Für die Konzentrationen im beleuchteten Fall gilt $n = n_0 + \Delta n_0$ bzw. $p = p_0 + \Delta p_0$. Wir nutzen das Massenwirkungsgesetz $n_i^2 = n_0 p_0$ und die Werte von $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ und $p_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ aus der Vorlesung. Setzen wir in (1) ein, erhalten wir:

$$R = \frac{(n_0 + \Delta n_0)(p_0 + \Delta p_0) - n_0 p_0}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)} = \frac{n_0 \Delta p_0 + \Delta n_0 p_0 + \Delta n_0 \Delta p_0}{\tau_{p0}(n_0 + \Delta n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + \Delta p_0 + p_1)}$$

Es sind n_1 und p_1 gegeben mit:

$$n_1 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_r}{kT}\right) \quad \text{und} \quad p_1 = N_V \exp\left(-\frac{E_r - E_V}{kT}\right)$$

wobei $N_C = 10^{19} \text{ cm}^{-3} = N_V$. Zusätzlich gilt $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \frac{1}{\sigma_{\text{eff}} N_t} = 10^{-4} \text{ s}$ mit $N_t = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Mit diesem Wissen können wir den Term aus (1) weiter vereinfachen zu:

$$R = \frac{n_0 \Delta p_0 + \Delta n_0 p_0 + \Delta n_0 \Delta p_0}{\tau_{n0} \left(n_0 + \Delta n_0 + p_0 + \Delta p_0 + N_C \left[\exp\left(-\frac{E_C - E_r}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{E_r - E_V}{kT}\right) \right] \right)}$$

Wir können unsere Werte für die drei verschiedenen Störstellen einsetzen und erhalten, wobei $E_C - E_{r,100C} = 0,1 \text{ eV}$, $E_{r,100C} - E_V = 1 \text{ eV}$; $E_C - E_{r,500C} = 0,5 \text{ eV}$, $E_{r,500C} - E_V = 0,6 \text{ eV}$; bzw. $E_C - E_{r,100V} = 1 \text{ eV}$, $E_{r,100V} - E_V = 0,1 \text{ eV}$:

$$\begin{aligned} R_{100C} &= 4,55 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{s cm}^3} \\ R_{500C} &= 5,02 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{s cm}^3} \\ R_{100V} &= 4,55 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{s cm}^3} \end{aligned}$$

Dies entspricht der Anzahl der Rekombinationen pro Zeit und Volumen. (siehe auch Rechnung im mathematica printout im Anhang).

4.3 (Sperrsättigungsstrom)

a)

Wir betrachten den Elektronenstrom im p -Halbleiter außerhalb der Raumladungszone ($E = 0$). Es gilt für die ortsabhängige Änderung der Stromdichte j_n :

$$\frac{dj_n}{dx} = q \frac{dn}{dt} + q \frac{\Delta n_p}{\tau_n} \quad (2)$$

Es ist zu zeigen, dass im stationären Zustand die Überschussladungsträgerdichte durch folgende Differentialgleichung bestimmt werden kann:

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} = \frac{\Delta n_p}{\tau_n}.$$

Für die Stromdichte gilt:

$$j_n = q \mu_n \Delta n_p E + q D_n \frac{d \Delta n_p}{dx}$$

Hiermit folgt durch einsetzen in (2):

$$q\mu_n E \frac{d\Delta n_p}{dx} + qD_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} + = q \frac{dn}{dt} + q \frac{\Delta n_p}{\tau_n}$$

Wir können durch q kürzen und nutzen, dass wir nicht in der Raumladungszone sind, E also verschwindet:

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} = \frac{dn}{dt} + \frac{\Delta n_p}{\tau_n}$$

Wir betrachten den stationären Zustand, für diesen verschwinden alle Zeitableitungen:

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} = \frac{\Delta n_p}{\tau_n}$$

□

b)

Es ist die Differentialgleichung

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} = \frac{\Delta n_p}{\tau_n}$$

unter der Randbedingung $n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT}\right)$ zu lösen. Wir wählen einen Exponentialansatz:

$$\begin{aligned} \Delta n_p(x) &= A \exp(-\alpha x) \\ \frac{d\Delta n_p(x)}{dx} &= -\alpha A \exp(-\alpha x) \\ \frac{d^2 \Delta n_p(x)}{dx^2} &= \alpha^2 A \exp(-\alpha x) \end{aligned}$$

Eingesetzt liefert das:

$$\begin{aligned} D_n A \alpha^2 \exp(-\alpha x) &= \frac{A \exp(-\alpha x)}{\tau_n} \\ \alpha &= \frac{1}{\sqrt{\tau_n D_n}} \end{aligned}$$

Diesen Ausdruck kennen wir aber bereits, denn $L_n = \sqrt{\tau_n D_n}$, somit ist α also die inverse Diffusionslänge und wir erhalten:

$$\Delta n_p(x) = A \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

Nun können wir noch die Randbedingung nutzen, dass für die Stelle $-x_p$ der Term zu $n_{p0} \exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT}\right)$ wird, dies liefert:

$$\Delta n_p(-x_p) = A \exp\left(\frac{x_p}{L_n}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT}\right),$$

d.h. also $A = n_{p0}$ und $\frac{x_p}{L_n} = \frac{qU_{ext}}{kT} \Leftrightarrow L_n = \frac{kTx_p}{qU_{ext}}$. Und wir können schreiben

$$\Delta n_p = n_{p0} \exp\left(-\frac{qU_{ext}}{kT} \cdot \frac{x}{x_p}\right).$$

c)

Es ist die Elektronenstromdichte bei $-x_p$ zu bestimmen, diese erhalten wir, indem wir (1) benutzen, d.h. wir brauchen nur unser Ergebnis aus **b)** zu integrieren und ein wenig umzuformen:

$$\frac{dj_n}{dx} = q \frac{\Delta n_p}{\tau_n} \Leftrightarrow j_n = \frac{q}{\tau_n} \int_{-x_p}^0 dx \Delta n_p$$

Die Integration der Exponentialfunktion macht keine Schwierigkeiten und wir erhalten:

$$j_n = \frac{q}{\tau_n} \frac{kTx_p}{qU_{ext}} n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT} \cdot \frac{x_p}{x_p}\right) - 1 \right] = \frac{q}{\tau_n} L_n n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT} \cdot \frac{x_p}{x_p}\right) - 1 \right]$$

mit $D_n \tau_n = \frac{1}{L_n^2}$ folgt:

$$j_n(-x_p) = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT}\right) - 1 \right]$$

Da j_p für x_n völlig analog geht, erhalten wir:

$$j_p(x_n) = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT}\right) - 1 \right]$$

Aus der Summe ergibt sich die Diodengleichung:

$$j = j_n(-x_p) + j_p(x_n) = q \underbrace{\left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right]}_{j_0} \left[\exp\left(\frac{qU_{ext}}{kT}\right) - 1 \right]$$

□