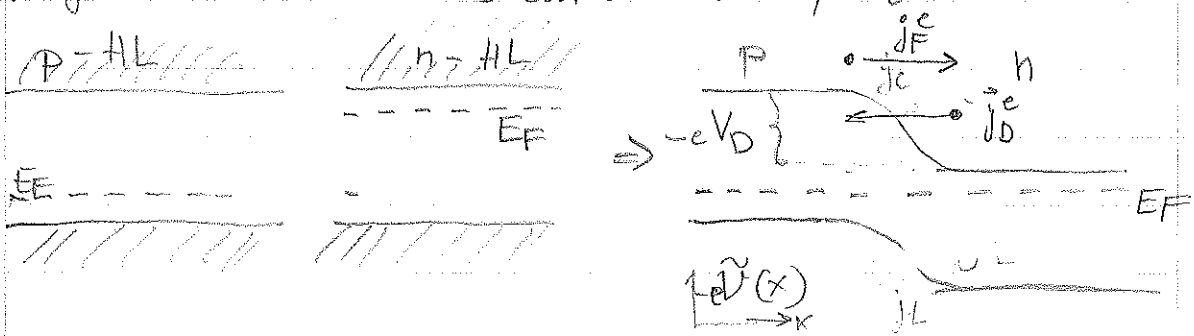


5.3 Inhomogene HL : pn-Übergang

Für die technische Anwendung von HL in der Elektronik ist eine räumliche Variation der Stoßstellenkonzentration eine Voraussetzung. Im folgenden sollen die physikal. Grundlagen eines pn-Übergangs diskutiert werden.

In der Diskussion wird ein abrupter Übergang zwischen HL unterschiedlicher Dotierung vorausgesetzt. Dotierung von Mikro od. Nanometerstrukturen (typ.weise werden heute 60 nm Strukturen erzeugt) wird meist mittels Diffusion od. Ionenimplantierung erreicht wobei hierzu mittels Photolithographie und Lichtempfl. Lacken entsprechende Masken erzeugt werden.

Fig 5.5 bzw. die folgende Abbildung zeigt schematisch die Lage des Fermi-Niveaus eines n bzw. p dotierten HL.



Bei Raumtemper. liegt das Fermi-Niveau nahe der Donator/Akzeptorniveaus, d.h. nahe der beiden Bandkanten. Fügt man p und n dotierte HL zusammen so gleichen sich die beiden Fermi-niveaus aus; hierzu diffundieren Elektronen aus dem n-Bereich in den angrenzenden p-Bereich um dort Löcher aufzufüllen. Es entsteht eine Raumladungszone, da im n-Bereich nun pos. geladene Donatorionen (n_D^+) und im p-Bereich ein Überschuss an neg. geladenen Akzeptorionen (n_A^-) existieren.

Hierdurch baut sich eine Spannung auf, welche die Fermi-niveaus so gegeneinander verschiebt, daß in der Probe ein einheitlicher Wert herrscht. Die damit einhergehende Bandverbiegung ist Ursache von ^{Feld-}Strömen, die der Diffusion entgegenwirken. Wie in Abb. Fig. 5 erkennbar bewirkt der Verlauf des L-Band einen Elektronenstrom von $p \rightarrow n$ (nach rechts) bzw. einen Lochstrom von $n \rightarrow p$ (nach links). Der exakte Verlauf der Bandverbiegung wird durch das Potential $\tilde{V}(x)$ gegeben.

Für die Diffusionspannung (max. Bandverbiegung) findet man näherungsweise*):

$$eV_D \approx E_G = E_L - E_V$$

Im inhomogenen HL unterscheidet man

Majoritätsladungsträger (n_n, p_p) = (e^- in n - od. Loch $^+$ im p -Gebiet)

Minoritätsladungsträger (n_p, p_n) = (e^- im p - oder L^+ im n -Gebiet)

Im großen Abstand vom pn-Übergang ist:

$$\left. \begin{array}{l} n_n \approx n_D^+ \approx n_D \\ p_p \approx n_A^- \approx n_A \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{d.h. Majoritätsladungsträgerdichte} \\ = \text{Dotierungskonzentration.} \end{array}$$

Das Massenwirkungsgesetz $= n_p \cdot p_p = n_n \cdot p_n = n_i \cdot p_i$ beschränkt bei üblicher Dotierungskonzentration (typ. $10^{22} \dots 10^{23} \text{ m}^{-3}$)

$$\left. \begin{array}{l} n_n, p_p \gg n_i, p_i \\ p_n, n_p \ll n_i, p_i \end{array} \right\} n_i (Si) \approx 1.1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$$

* exakt ist eV_D durch die Differenz der Fermi-niveaus gegeben

$$eV_D = E_F^n - E_F^p$$

Die Ladungsträgerdichte ändert sich im Übergangsbereich sehr rasch und hängt exponentiell vom Potential $\tilde{V}(x)$ (Typ $n(x) = n_p \exp(e\tilde{V}(x)/k_B T)$) ab. Fig 5.6 zeigt den Verlauf der Ladungsträgerdichten über pn-Übergang. Mit $n(x) \cdot p(x) = \text{const}$ folgt für den Übergangsbereich eine stark reduzierte Ladungsträgerdichte: Vermengungszone. Hier wird die Ladung der ionisierbaren Donatoren (n_D^+) bzw. Akzeptoren (n_A^-) nicht mehr kompensiert wodurch sich Raumladung aufbaut.

Für die Raumladungsdichte findet man:

$$\rho(x) = e [n_D^+ - n_n(x) + p_n(x)] \quad x > 0 \quad (n\text{-Gebiet})$$

$$\rho(x) = -e [n_A^- + n_p(x) - p_p(x)] \quad x < 0 \quad (p\text{-Gebiet})$$

Der Potentialverlauf $\tilde{V}(x)$ ergibt sich mittels der Poisson-Gl. aus der Raumladung:

$$\frac{d^2 \tilde{V}(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0}$$

Schottky-Modell: Einfachheit halber betrachtet man rechteckigen Verlauf von $\rho(x)$

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < -d_p \\ -en_A & \text{für } -d_p < x < 0 \\ +en_D & \text{für } 0 < x < d_n \\ 0 & \text{für } x > d_n \end{cases} \quad \begin{array}{l} d_p \text{ und } d_n = \text{Dicke} \\ \text{der Raumladungszone} \\ \text{im p/n Bereich} \end{array}$$

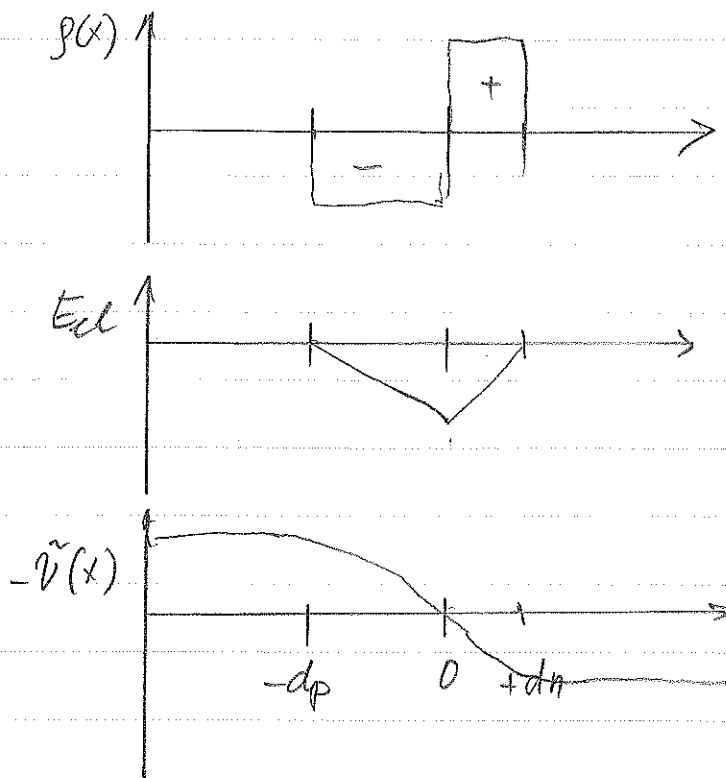
Für den n-Bereich Teil ($0 < x < d_n$):

$$E_{el} = - \frac{d\tilde{V}(x)}{dx} = - \frac{en_D}{\epsilon \epsilon_0} (d_n - x)$$

$$\tilde{V}(x) = \tilde{V}_n(\infty) - \frac{en_D}{2\epsilon \epsilon_0} (d_n - x)^2$$

entsprechende
Gl. findet
man für
p-Gebiet

Der schematische Verlauf von $\rho(x)$, $E_{el}(x)$ und $\tilde{V}(x)$ ist in folgender Abb. (Fig 5.7) gegeben:



Aus der Neutralitätsbedingung $n_n \cdot d_n = n_A \cdot d_p$ und der Bedingung der Stetigkeit von $\tilde{V}(x)$ ergeben sich die Dicken d_n und d_p :

$$d_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon_r \epsilon_0 V_D}{e}} \cdot \sqrt{\frac{n_A / n_D}{n_A + n_D}}$$

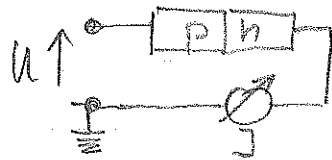
$$d_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon_r \epsilon_0 V_D}{e}} \cdot \sqrt{\frac{n_D / n_A}{n_A + n_D}}$$

Für $eV_D \approx E_G \approx 1 \text{ eV}$ und $n_A \approx n_D \approx 10^{20} \dots 10^{24} \text{ m}^{-3}$
 $\Rightarrow d_n \approx d_p \approx 10 \text{ nm} \dots 1 \mu\text{m}$
 $E_{el} \approx 10^6 \dots 10^8 \text{ V/m}$

pn-Übergang als Diode: (pn-Übergang hat gleichrichtende Eigenschaft)

Ohne äußere Spannung ist pn-Übergang im Gleichgewicht.
Der Diffusionsstrom wird durch Feldstrom kompensiert.

Äußere Spannung:



→ Gleichgewicht wird gestört.

Aufgrund der niedrigen Ladungsträgerkonzentration (\Rightarrow hohe Widerstand) fällt Spannung vollständig in Raumladungszone ab:

$$\psi_n(+\infty) - \psi_p(-\infty) = V_D - U$$

Fig. 5.8 zeigt die Auswirkung der äußeren Spannung auf die Bänder:

Positive Spannung:

Da die Ladungsträger des Diffusionsstroms nur noch die reduzierte Potentialbarriere $V_D - U$ sehen, steigt Diffusionsstrom stark an:

$$j_D(U) = j_D(0) e^{eU/k_B T}$$

Feldstrom kompensiert j_D nicht mehr:

$$j = j_D - j_F = j_F (e^{eU/k_B T} - 1)$$

\uparrow
 $j_F = j_D(0)$

→ Nicht lineares Verhalten verleiht pn-Übergang die Eigenschaft eines Gleichrichters. Bei hoher Spannung U wird die Pot. barriere im Bereich überwunden \rightarrow Anstieg des Stromes

Negative Spannung:

Potentialbarriere wird größer $V_D \rightarrow V_D + U$
 \rightarrow nur noch Feldstrom (sehr gering)

→ Dichtekurve Fig. 5.9