

5.2 Doherte Halbleiter

Durch Einbringen von Fremdatomen in einen HL kann dessen Leitfähigkeit stark beeinflusst werden (Fig. 5.3):

n-Dotierung: Dotierung mit höherwertigen Atomen

Bsp.: 5-wertiges As (P) in 4-wertigem Si.

Das höherwertige As^(P) kann bei Zuminung ein Elektron abgeben und wirkt so als Elektronendonator

p-Dotierung: Dotierung mit niederwertigen Atomen

Bsp.: 3-wertiges B in 4-wertigem Si.

Es fehlt dem B ein Elektron um alle regulären Bindungen mit den Nachbar Si-Atomen einzugehen. Das „fehlende“ Elektron wird den Nachbar Si-Atomen entzogen. Das B-Atom wirkt so als Elektronenakzeptor und erzeugt ein „positives Loch“.

(a) Eigenschaften eines zusätzlichen „Donator Elektronen“
(ähnliche Betrachtung kann auch für Akzeptor Atome durchgeführt werden)

Zur Beschreibung der Eigenschaften des „zusätzlichen“ Elektrons benutzt man ein „effektives“ Wasserstoff-Modell: Die Energieniveaus E_n ergeben sich dann mittels einer „effektiven“ Rydberg-Konstanten R^* :

$$E_n = - R^* \frac{Z^2}{n^2}$$

Da es sich eben um kein freies Elektron sondern ein

Elektronen im reinen Enzykelmodell berücksichtigt die „effektive“ Rydberg-Konstante diesen Effekt und benutzt statt m_e die dynamisch wirksame „effektive“ Masse m_e^* . Gleichzeitig muß auch berücksichtigt werden daß die Felder durch die dielektrischen Konstante modifiziert werden (ϵ_r):

$$R = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \longrightarrow R^* = \frac{m_e^* e^4}{8 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 h^2}$$

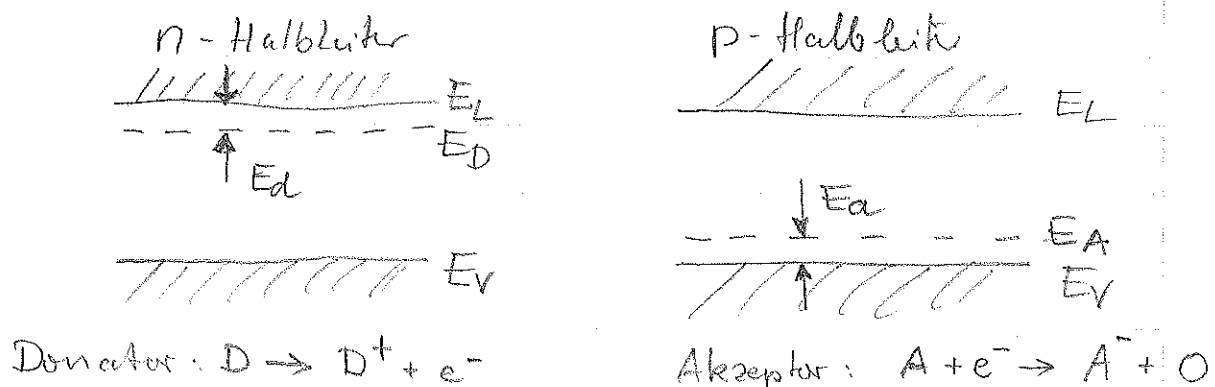
Analog findet man auch einen anderen Bohrschen Radius:

$$r_n = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \hbar^2}{m_e^* \cdot e^2} \cdot n^2$$

Mit einer typ. Dielektrizitätszahl $\epsilon_r \approx 10$ für Si und ein effektives Elektronenmasse $m_e^* \approx 0.3 \cdot m_e$ findet man typ. Bindungsenergien des „zusätzlichen“ Elektrons von ~ 40 meV (Himmelschrotzettel!!) sowie typ. Bahnradien von 2 nm (Gitterkonst. typ. 2 \AA) was $50 \times r_H$ entspricht. Im Umkreis des Elektronen aufenthalt bereichs mit $r = 2$ nm befinden sich also etwa $10^3 = 1000$ Atome.

→ Zusätzliches „Donator“ Elektron ist als stark delokalisiert und kaum thermisch angeregt werden!

Insgesamt ergibt sich für den n/p dotierten HL das folgende Band schema:



(b) Ladungsträgerdichte und Fermienergie dotierter HL

(die folgenden Betrachtungen gelten nur für HL mit nicht zu starker Störstellenkonzentration \rightarrow nichtentartete HL*)

Bem.:

In realen HL sind aufgrund unkontrollierbarer Verunreinigungen immer Donatoren + Akzeptoren vorhanden. Bei der Dotierung mit einer Atomsorte kommt es somit zu einer Kompensation wobei höher liegende Donatoren Elektronen an Akzeptoren abgeben \rightarrow dabei entstehen freie Ladungsträger (misst man zur Kontrolle hoch ohmige HL)

Typ. Dotierkonzentrationen sind $10^{20} \dots 10^{24} \text{ m}^{-3}$.

Wenden die Störstellen nicht doppelt besetzt so sind sie entweder neutral od. ionisiert:

Donatoren: $n_D = n_D^0 + n_D^+$ n_D^+ tragen zu n bei

Akzeptoren: $n_A = n_A^0 + n_A^-$ n_A^- tragen zu p bei

Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Störstelle (D od. A) nicht ionisiert ist, läßt sich durch die Fermi-Dirac Wahrscheinlichkeit ausdrücken:

$$\frac{n_D^0}{n_D} = \left[\frac{1}{g_D} e^{+(E_D - E_F)/k_B T} + 1 \right]^{-1}$$

$$\frac{n_A^0}{n_A} = \left[g_A e^{(E_F - E_A)/k_B T} + 1 \right]^{-1}$$

Die Faktoren g_D und g_A sind Wirkungsfaktoren, die die Entartung der Störstellenniveaus beschreiben (bei Donatoren kann angeregtes Elektron \uparrow od \downarrow haben $\Rightarrow g_D = 2$). Die Wirkungsfaktoren werden im folgenden nicht berücksichtigt.

* Nicht-entartete HL: Das Fermi-Niveau liegt weit genug von den Rändern des Bandes entfernt. Das gilt für intrinsische HL und HL mit nicht zu starker Dotierung.

Frei Ladungsträger mit Dichte n und p entstehen durch Anregung von Elektronen aus dem Valenzband und durch Ionisation der Störstellen.

Für einen n -Halbleiter (starke Dotierung mit Donatoren, wenige Akzeptoren) gilt:

- (i) $n = N_L e^{-(E_L - E_F)/k_B T}$ ← $n =$ Ladungsträgerdichte
 (Bez. gilt nur für nicht-entartete HL)
- (ii) $n_D = n_D^0 + n_D^+$
- (iii) $n_D^0/n_D = [e^{(E_D - E_F)/k_B T} + 1]^{-1}$
- (iv) $n + n_A^- = p + n_D^+$

Die Dotierung soll so hoch sein, daß Störstellenbeitrag zur freien Ladungsträgerkonzentration n überwiegt; Störstellenleitung

⇒ $n_D^+ \gg p$ ($\propto p_i = n_i$; Dichte n_i der angeregten Elektronen aus dem Valenzband kann gegenüber n_D^+ vernachlässigt werden.)

⇒ $n_D \gg n_A$ (→ es kommen keine neutralen Akzeptoren mehr vor: $n_A \approx n_A^-$)

Aus diesen Annahmen kann man die Ladungsträgerkonzentration und auch die Fermi-Energie berechnen.

Je nach Temp. befindet sich das dotierte HL in verschiedenen Regimen (s. a. Fig 5.4):

• Kompensationsbereich (sehr niedrige Temp., $T \rightarrow 0$: S-Bereich in Fig)
 $k_B T \ll E_d$, $E_d = E_L - E_D$

$$n \ll n_A \ll n_D$$

$$n \approx \frac{N_L \cdot n_D}{n_A} e^{-E_d/k_B T}$$

$$E_F \approx E_L - E_d + k_B T \cdot \ln\left(\frac{n_D}{n_A}\right)$$

- Störstellenreserve (bei kleinen Temp., Bereich γ):

$$n_A < n < n_D$$

$$n \approx \sqrt{n_D N_L} e^{-E_d/2k_B T}$$

$$E_F \approx E_L - \frac{E_d}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_L}{n_D}\right)$$

- Das Fermi-Niveau liegt zwischen Leitungsband und Donatorniveaus.
- Die Donatoren übernehmen die Rolle der Elektronenquelle. Man spricht von "Störstellenreserve" da ein maßgeb. Bruchteil der Donatoren noch nicht ionisiert ist.

Erschöpfungszustand (Bereich β) für $k_B T \propto E_d$

$$\rightarrow \exp(-E_d/k_B T) \approx 1$$

$$n \approx n_D = \text{const}$$

$$E_F \approx E_L - k_B T \ln\left(\frac{N_L}{n_D}\right)$$

Das Fermi-Niveau bewegt sich kontinuierlich nach unten, da alle Störstellen ionisiert sind spricht man von Erschöpfungszustand.

Eigenleitung (Bereich α) bei sehr hohen Temp.

Bei sehr hohen Temperaturen werden zunehmend Ladungsträger aus dem Valenzband angeregt. Die Annahme $p \ll n_D$ ist dann nicht mehr länger gültig.

$$E_F \approx \frac{E_L + E_V}{2} \quad n \sim e^{-E_g/2k_B T}$$

(Ladungsträgerkonzentration nimmt stark mit T zu
 \rightarrow intrinsischer HL)