weiteres zu 3.2.4 Gleichgewichtskonzentrationen

Im undotierten, d.h. intrinsischen Fall gilt

Gln (3.15) $n = n_0 = N_c e^{(E_F - E_c)/kT}$.

Und da beim intrinsischen Fall jedes $e^{\ominus}$ im Leitungsband ein Loch im Valenzband zurücklässt:

$$n_i = n_0 = p_0$$

Dotiert man nun den Halbleiter z.B. mit einem Donator, so gehen fast alle der nur leicht gebundenen Donatoren $e^{\ominus}$ ins Leitungsband. es gibt sehr viel mehr Zustände im Leitungsband und $E_c - E_D \approx 0.02\,eV$ (z.B. Phosphor) führt im Vgl. zu $kT \approx \frac{1}{40}\,eV$ zu keiner wesentlichen Unterdrückung dieser Leitungsbandzustände durch Fermi-Dirac. Also gilt in guter Näherung $N_D^+ = N_D$ und $n = N_D$, d.h. die überwältigende Anzahl der $N_D$-Elektronen dominiert die Anzahl der $e^{\ominus}$ im Leitungsband.

Im intrinsischen Fall ist also

$$n_i = n = N_c\, e^{(E_i - E_c)/kT}$$

und $E_i = E_F$.

Im Fall des dotierten Halbleiters haben wir nun sehr viel mehr $e^{\ominus}$ im Leitungsband, d.h. bei vergleichsweise hoher Energie. Die Fermi-Energie muß sich demnach auch nach oben verschoben haben, nämlich

$$N_D = n = N_c\, e^{(E_F - E_c)/kT}$$

Logarithmieren der beiden Gln liefert

$$\ln N_D = \ln N_c + \frac{E_F - E_c}{kT}$$

$$\ln n_i = \ln N_c + \frac{E_i - E_c}{kT}$$

Zieht man die beiden Gln nun voneinander ab:

$$\ln \frac{N_D}{n_i} = \frac{E_F - E_i}{kT}$$

$$\Rightarrow \qquad E_F = E_i + kT \ln \frac{N_D}{n_i} \qquad (3.22)$$

Und $E_F$ verschiebt sich da $N_D \gg n_i$ Richtung $E_c$.

## zu 3.2.4: eine zunächst seltsam wirkende Beobachtung

Im intrinsischen Halbleiter gilt

$$n \cdot p = n_0 p_0 = n_i^2$$

Eigenartigerweise gilt auch im dotierten Fall

$$n \cdot p = n_i^2$$

was zur Konsequenz hat, daß z.B. durch Dotierung mit Phosphor:

$$n = N_D$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \ll n$$

gilt.

Verstehen kann man das, wenn man das Massen-Wirkungsgesetz aus der Chemie anwendet. Dieses besagt, daß bei einer Reaktion

$$A + B \rightleftharpoons C + D$$

die Konzentrationen

$$\frac{[C][D]}{[A][B]} = K \quad \text{mit } K\text{: Gleichgewichts-konstante}$$

befolgen.

Auf unseren Fall angewandt:

$$D \rightleftharpoons D^+ + e_c^- \Rightarrow \frac{N_D^+ \cdot n}{N_D} = k_1$$

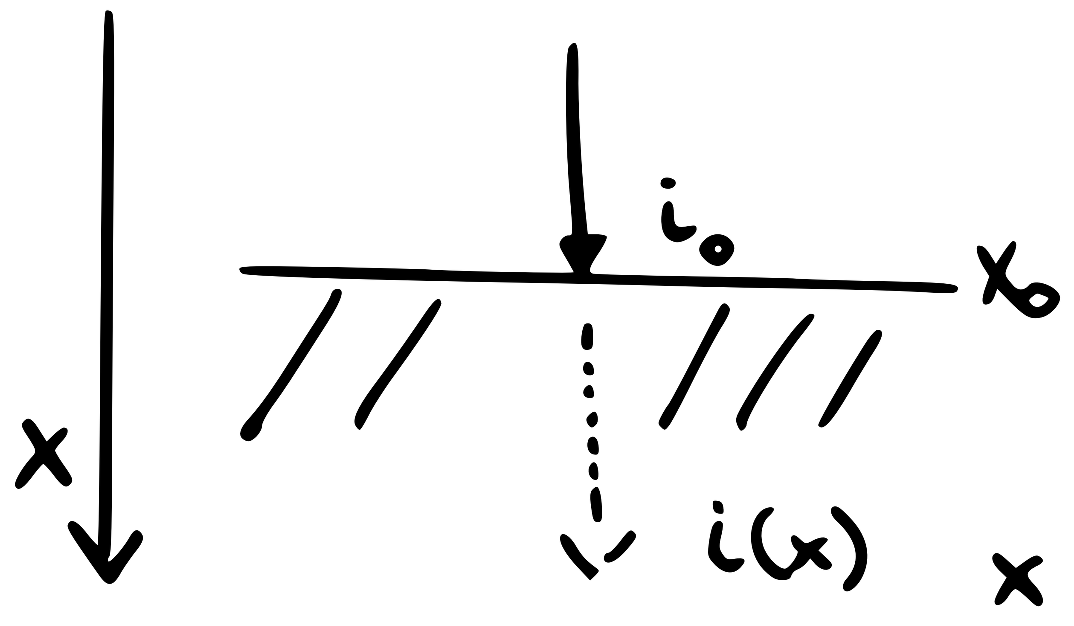
$$\text{Loch}_v + D \rightleftharpoons D^+ \Rightarrow \frac{N_D^+}{N_D \cdot p} = k_2$$

$$\Rightarrow n \cdot p = k_1 \frac{N_D}{N_D^+} \cdot \frac{N_D^+}{N_D} \cdot k_2^{-1} = \frac{k_1}{k_2} = \text{const}$$

Somit ist unabhängig von der Stärke der Dotierung stets $n \cdot p = n_i^2$ im Gleichgewichtsfall.

## zu 3.2.5 Absoption von Licht

Grundsätzlich schwächt sich Licht beim Durchgang durch ein Medium proportional zur Intensität ab. Der Absorptions Koeffizient $\alpha$ ist wellenlängenabhängig: $\alpha = \alpha(h\nu)$




$i$: Intensität

$$di(h\nu) = -\alpha(h\nu)\, i(h\nu)\, dx$$

$$\Rightarrow \quad i_{h\nu}(x) = i_{h\nu}(x)\, e^{-\alpha(h\nu)[x - x_0]}$$

Die Möglichkeiten zur Absorption unterscheiden sich stark für direkte und indirekte Halbleiter.

Lassen Sie uns die Absorption im indirekten Halbleiter detailliert rechnen, um auf (3.31) zu kommen. Wie in Figur (3.7) dargestellt, kann entweder eine Gitterschwingung (Phonon) $\Gamma$ absorbiert oder emittiert werden, um zum Impuls des Endzustandes zu gelangen:

absorption: $\quad e^{\ominus} + \gamma + \Gamma \;\rightarrow\; e^{\ominus}$ im Leitungsband

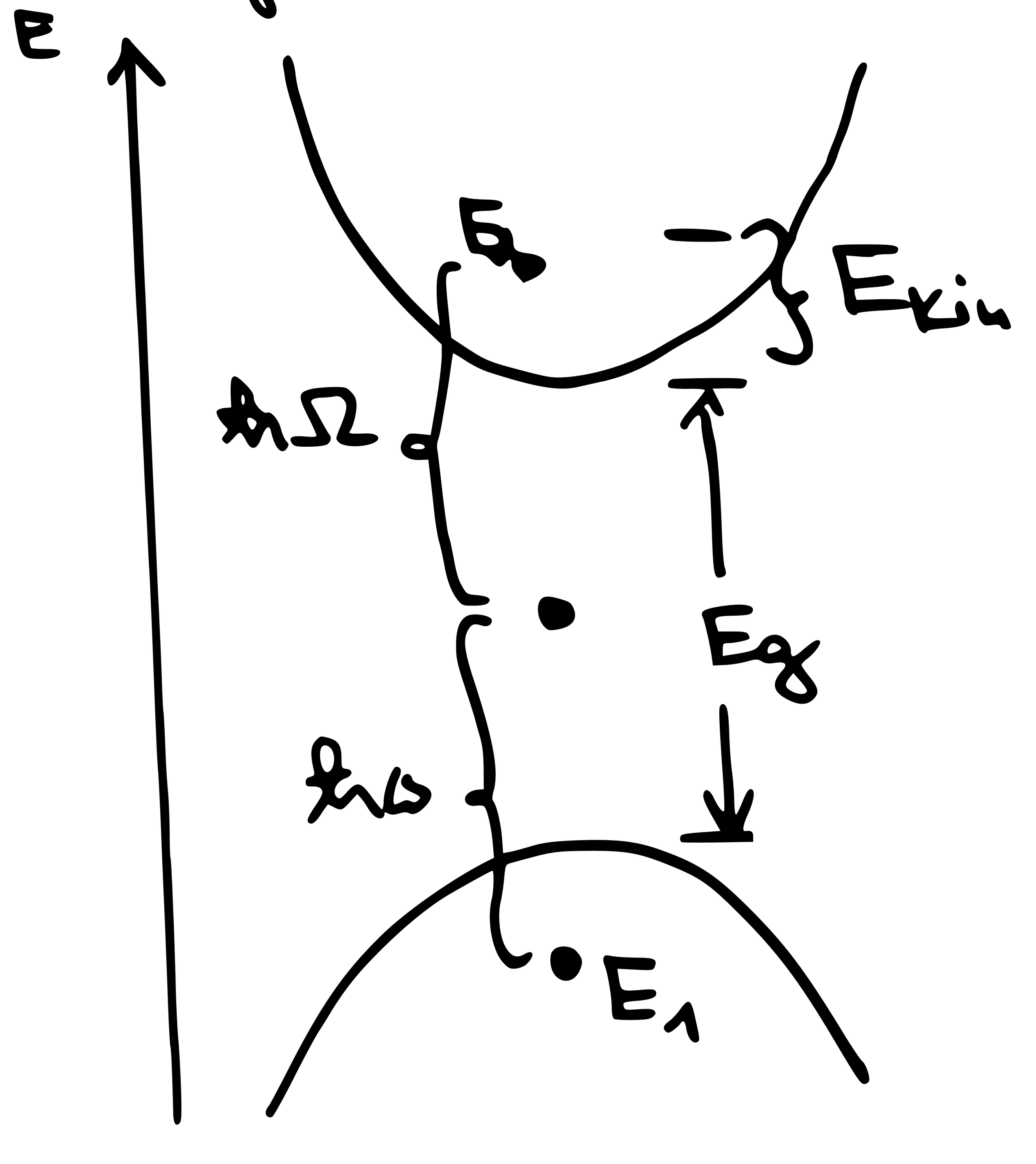
emission: $\quad e^{\ominus} + \gamma \;\rightarrow\; \Gamma + e^{\ominus}$ im Leitungsband

Bezeichnen wir die Energie des

$$\text{Phonons: } E_\Gamma \equiv \hbar\Omega$$

$$\text{Photons: } E_\gamma \equiv \hbar\omega = h\nu$$

und betrachten die kinetische Energie $E_{kin}$ des $e^{\ominus}$ im Leitungsbandes nach der Absorption:




(← Schema ohne Impulsskala!)

$$E_{kin} = E_2 - E_c$$
$$= E_1 + \hbar\omega + \hbar\Omega - E_c$$

Die kinetische Energie des $e^{\ominus}$ im Leitungsband ist minimal 0, maximal:

$$E_{kin}^{max} = \hbar\omega + \hbar\Omega + E_v - E_c$$
$$= \hbar\omega + \hbar\Omega - E_g$$

Die Gesamtabsorptionsrate erhält man, indem man über alle $E_{kin} \in \{0, E_{kin}^{max}\}$ integriert:

$$\alpha_{absorpt.}(\hbar\omega, \hbar\Omega) = \int_0^{E_{kin}^{max}} g_c(E_{kin})\, g_v(E_{kin})\, f_r(\hbar\Omega) \times dE_{kin}$$

mit:

$$g_c \propto \sqrt{E_2 - E_c} = \sqrt{E_{kin}}$$
$$g_v \propto \sqrt{E_v - E_1} = \sqrt{E_{kin}^{max} - E_{kin}}$$

und

$$f_r = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega}{kT}} - 1}$$

die Bose-Einstein Verteilung der Phononen.

Aus Integraltabellen sieht man, daß

$$\int_0^a \sqrt{x}\,\sqrt{a-x}\,dx = \frac{\pi}{8}a^2$$

und somit folgt (3.31).