

3. Photovoltaik

Um aus Licht Strom zu produzieren bedarf es im Grunde zweier Zutaten:

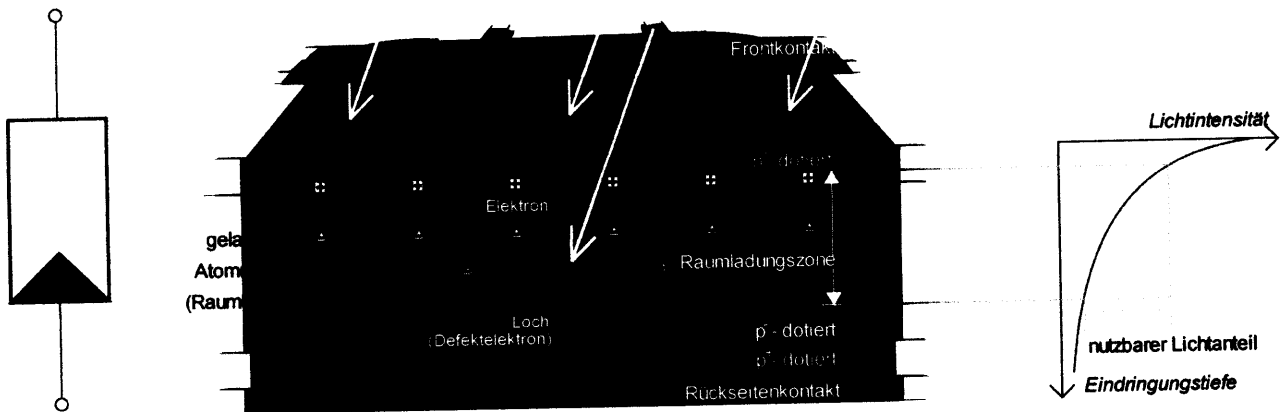
1. Es müssen zwei "Elektronengase" mit unterschiedlichem Fermiiveau existieren (chemisches Potential)
2. Für jedes der beiden Elektronengase gibt es jeweils einen selektiven Kontakt nach außen.

Die am weitesten verbreitete Art, dies zu erreichen ist eine Halbleiterdioden, bei der der pn-Übergang die Trennung der Ladungsträger übernimmt und die n- bzw p-Dotierung für das unterschiedliche chemische Potential sorgt.

Ich werde zunächst und eher einfach auf den Aufbau einer kristallinen Solarzelle eingehen.

Herauskommen wird dabei (wie seit 60 Jahren ☺) die Diodengleichung und ein sehr plausibler Zustand, wenn das Licht an ist.

Die Kristalline Solarzelle - Funktionsweise



Quelle: Wikipedia

3.1 Funktionsprinzip einer Solarzelle

Eine Solarzelle ist im Grunde nichts weiter als eine Diode, d.h. ein Bauelement, das aus einem p- und n-Halbleiter besteht.

3.1.1 Halbleiter

In Materialien mit regelmäßiger Struktur gibt es grundsätzlich sehr viele Energieniveaus, in denen sich die Elektronen des Festkörpers aufhalten dürfen. Da die e^- Fermionen sind, kann natürlich immer nur 1 e^- denselben Zustand besetzen.

Im Festkörper werden daher alle Niveaus bis zur sogenannten Fermikante aufgefüllt. Das Fermienergielevel E_F ist das ^{höchste} Energieniveau, ~~das~~ welches bei $T=0$ besetzt wird. Für die meisten Materialien ist $E_F \gg k_B T_{\text{Raum}}$, d.h. thermische Anregungen der e^- sind gering gegenüber E_F und die Kante somit recht steil:

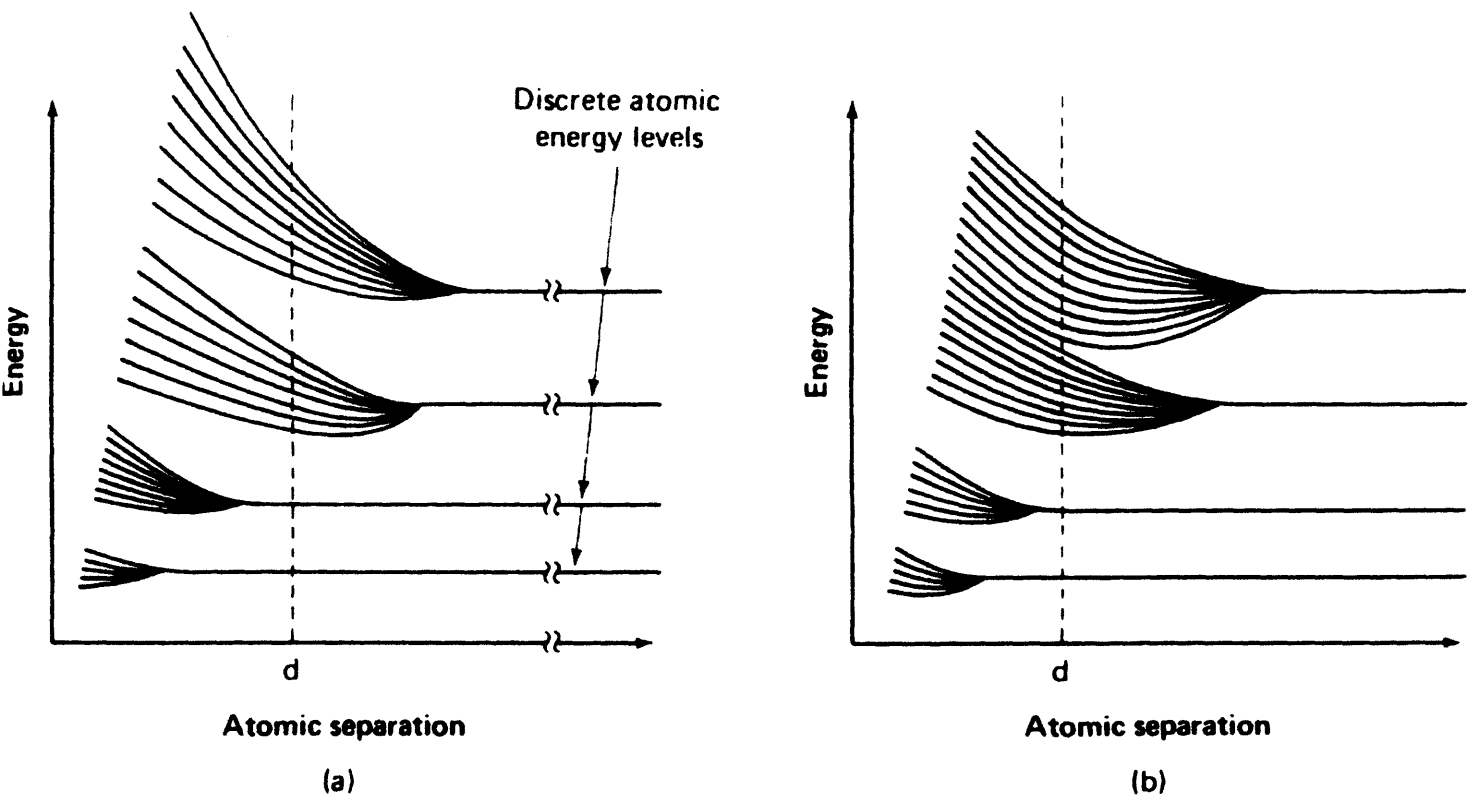


Figure 2.4. Schematic indicating how the discrete energies allowed to electrons in an isolated atom split up into bands of allowed energies when a number of similar atoms are brought together in a crystal:

- (a) For this case, d , the characteristic spacing of atoms in a crystal, is such that there are bands of energies allowed to electrons separated by bands of forbidden

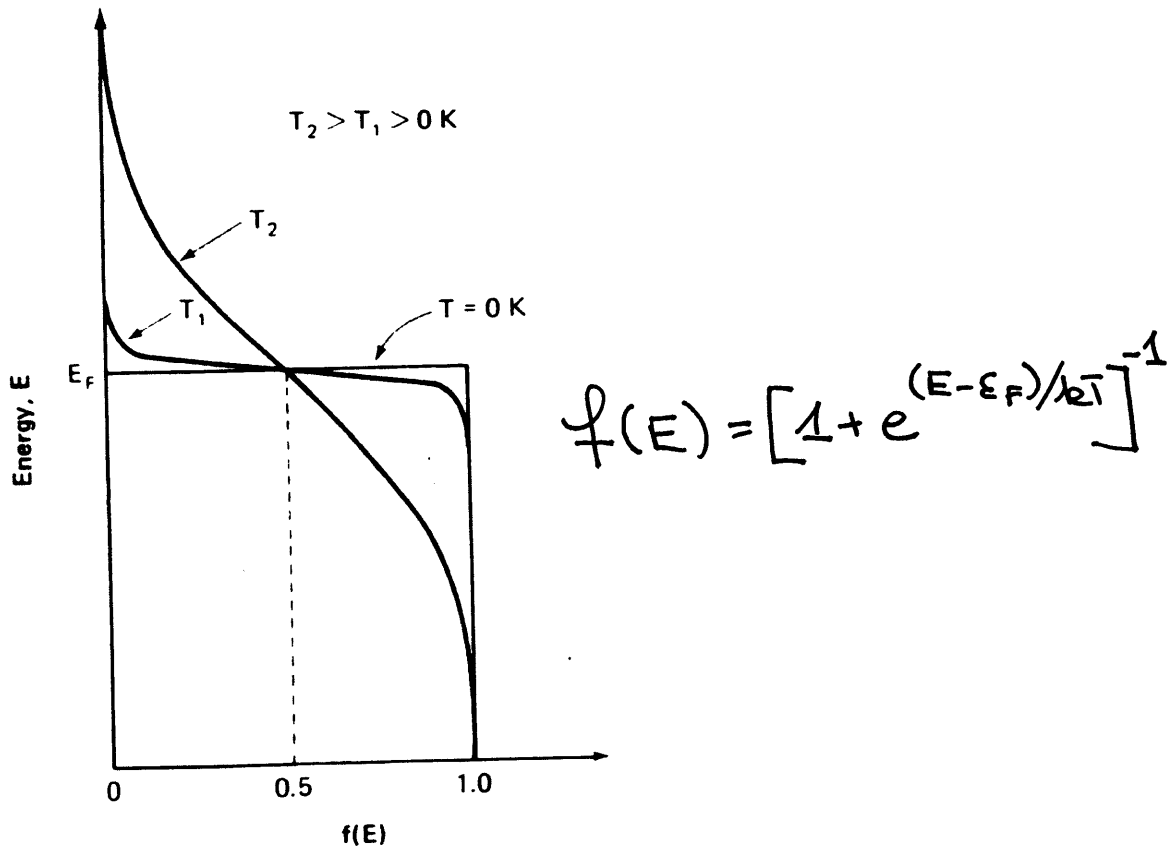


Figure 2.5. Fermi-Dirac distribution function. States above the Fermi level, E_F , have a low probability of being occupied by electrons, whereas those below are likely to be so occupied.

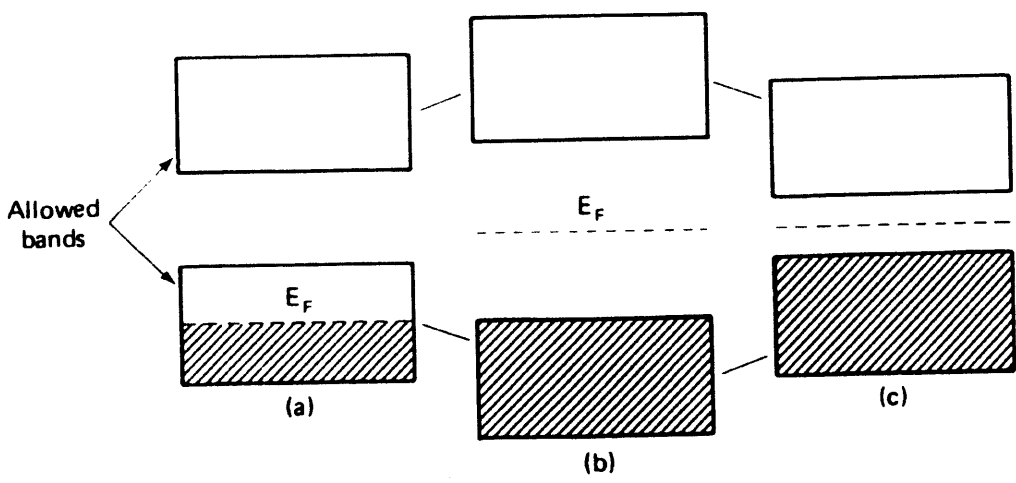
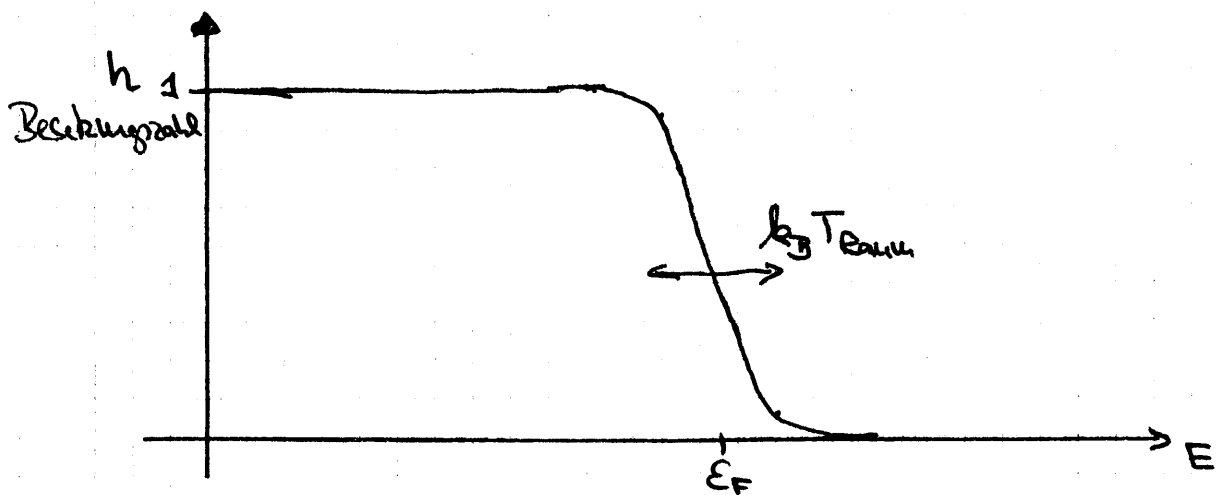


Figure 2.6. Diagrams showing the way in which allowed states are occupied by electrons in:

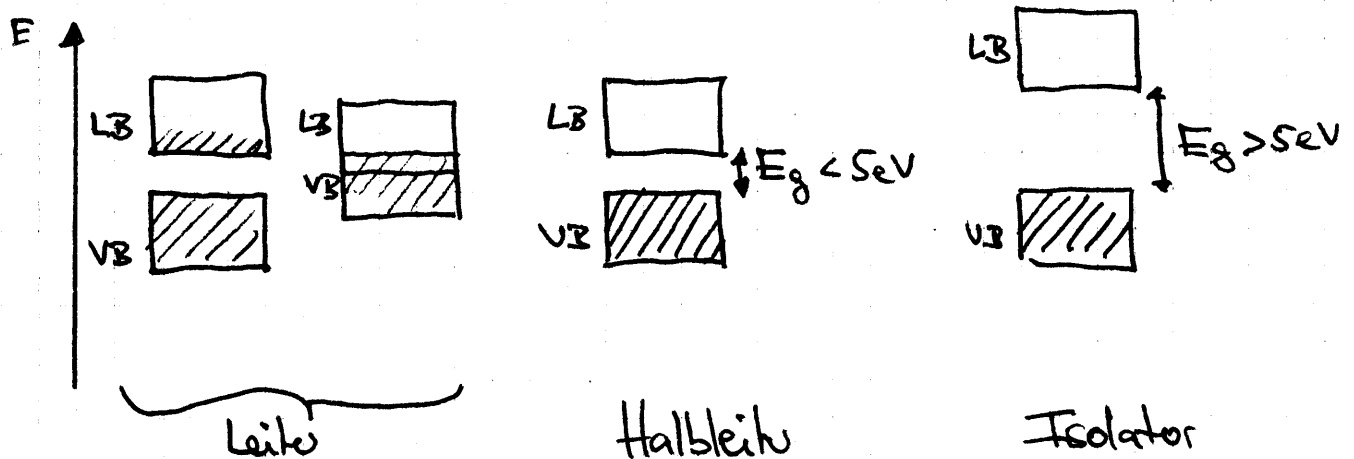
- (a) A metal.
- (b) An insulator.
- (c) A semiconductor.



Die Niveaus treten typischerweise als Bänder auf.
 Das oberste vollständig gefüllte Band heißt Valenzband.

Das nächst höhere Band (leer oder teilgefüllt) heißt Leitungsband.

Festkörper werden nun in Leiter, Halbleiter und Isolator eingeteilt. Die Einteilung lässt sich mittels der Bänder erklären:



- In einem Leiter ist entweder das Leitungsband (LB) nicht vollständig gefüllt, oder aber Valenzband (VB) und Leitungsband überlappen.

Indirect Band Gap Halbleiter

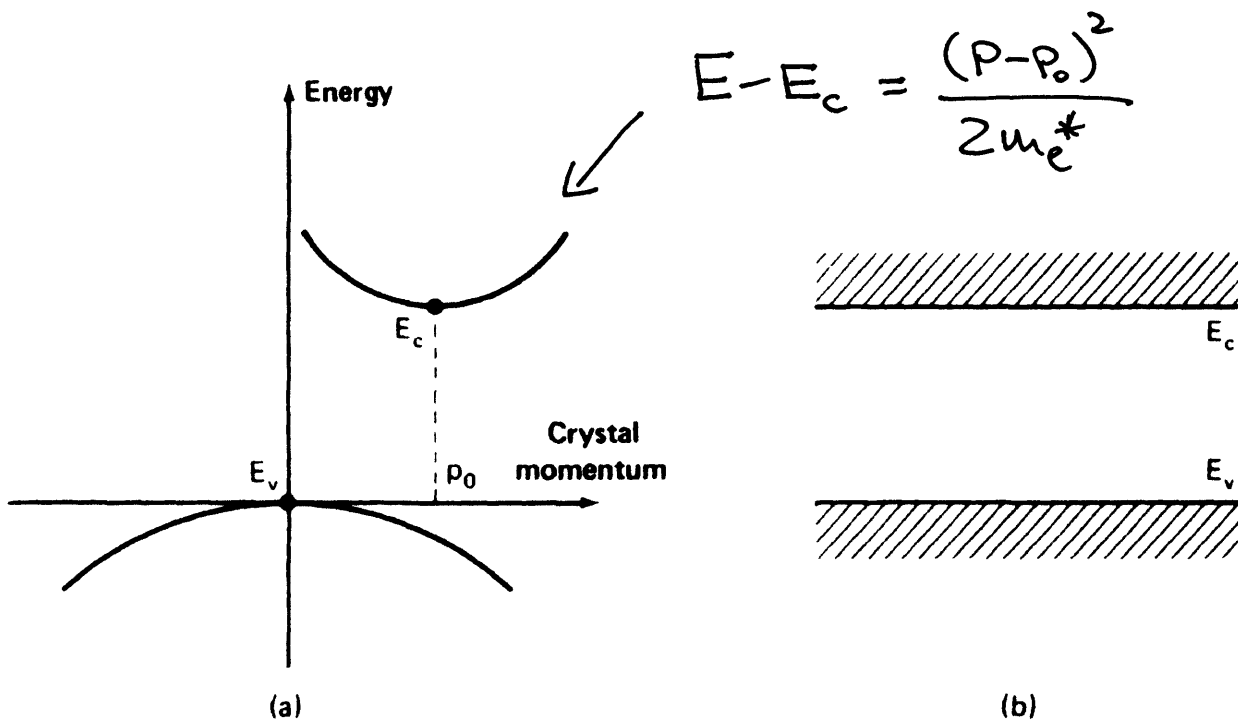


Figure 2.9. Energy-crystal momentum relationships near the band edges for an indirect-band-gap semiconductor. Also shown is the energy band spatial representation.

- Silizium fällt in diese Kategorie
- Offensichtlich: Anhebung in Leitungsband erfordert HW mit Photon etc, zwecks Impulsübertrag
- Absorption von Licht eher gering \rightarrow "dicker" Wafer

Direct Band Gap Halbleiter

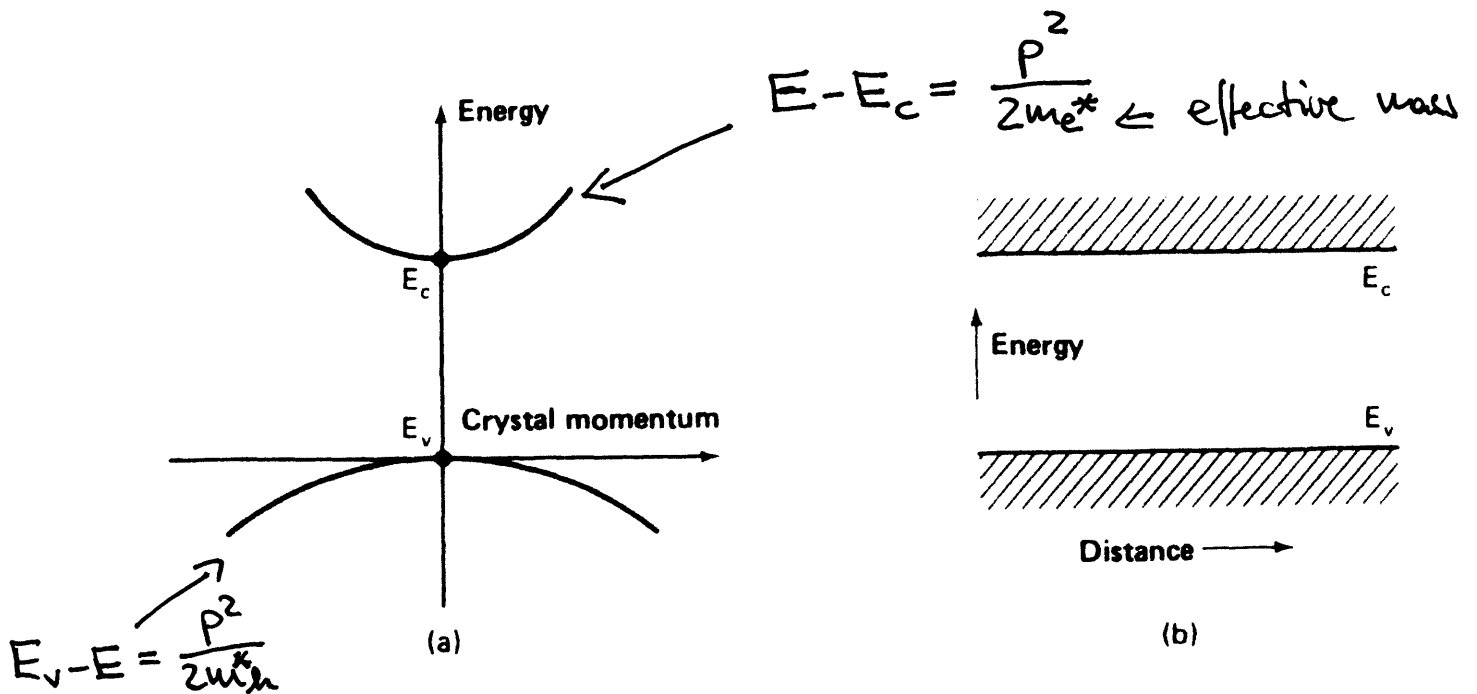


Figure 2.8. (a) Energy-crystal momentum relationships near the band edges for electrons in the conduction band and holes in the valence band of a direct-band-gap semiconductor. (b) Corresponding spatial representation of allowed energies in a semiconductor.

- Minimum Leitungsband bei selbem Kristallimpuls wie Maximum Valenzband
- GaAs ist z.B. in dieser Kategorie

Besetzung des Leitungsbandes

- $N(E) = \text{const.} \cdot \sqrt{E - E_c}$

- $n = \text{Anzahl der } e^- \text{ im Leitungsband} = \int_{E_c}^{E_c^{\text{max}}} f(E) N(E) dE$

$$\Rightarrow n = N_c e^{-\frac{E_F - E_c}{kT}}$$

$$\Rightarrow \# \text{ Löcher im Valenzband: } p = N_v e^{-\frac{E_v - E_F}{kT}}$$

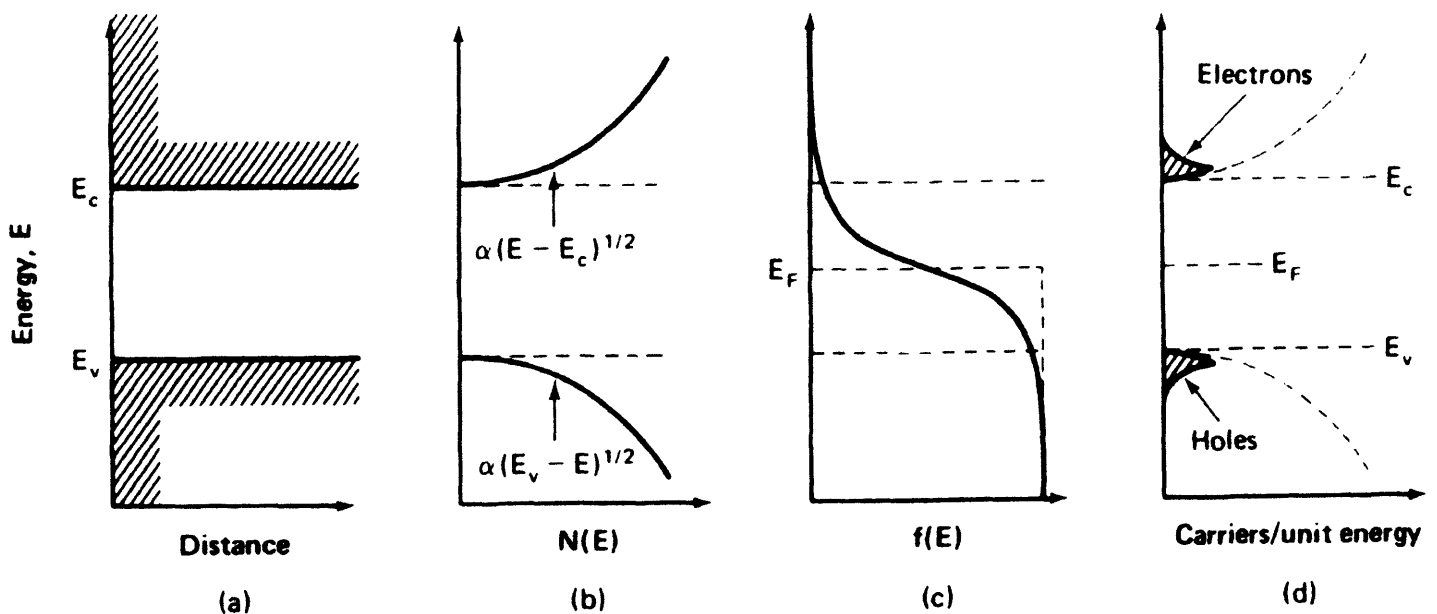


Figure 2.10. (a) Band representation of a semiconductor. (b) Corresponding energy density of allowed states for electrons. (c) Probability of occupation of these states. (d) Resulting energy distribution of electrons and holes. Note that most are clustered near the edge of the respective band.

- ideales Halbleiter: $n = p \equiv n_i \leftarrow \text{intrinsische Konzentration}$

- $n \cdot p = n_i^2 = N_c N_v e^{(E_v - E_c)/kT} \equiv N_c N_v e^{-E_g/kT}$

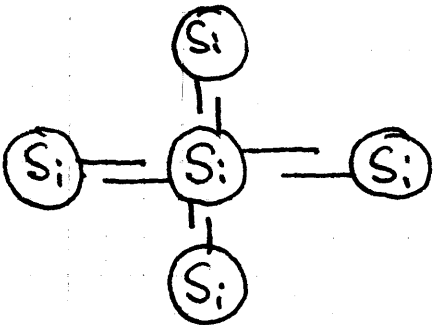
- $n = p \Rightarrow E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$

- In einem Isolator sind Valenz- und Leitungsband durch einen verbotenen Energiebereich mit $E_g > 5\text{eV}$ getrennt.
- In einem Halbleiter ist die verbotene Zone $E_g < 5\text{eV}$, für Silizium beispielsweise 1.1eV

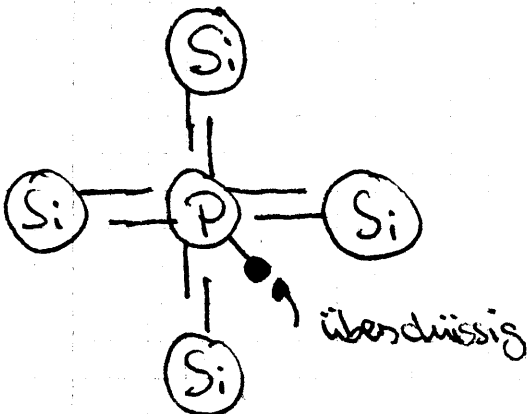
Typische Temperaturen für 1.1eV sind $T = \frac{E}{k_B}$
 mit $k_B \approx \frac{1}{11000} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \Rightarrow T \approx 12000\text{K}$

3.1.2. Dotiertes Silizium

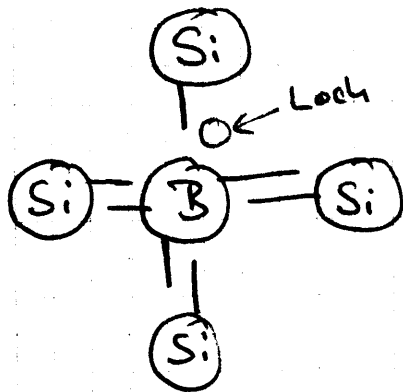
Silizium besitzt 4 Valenzelektronen:



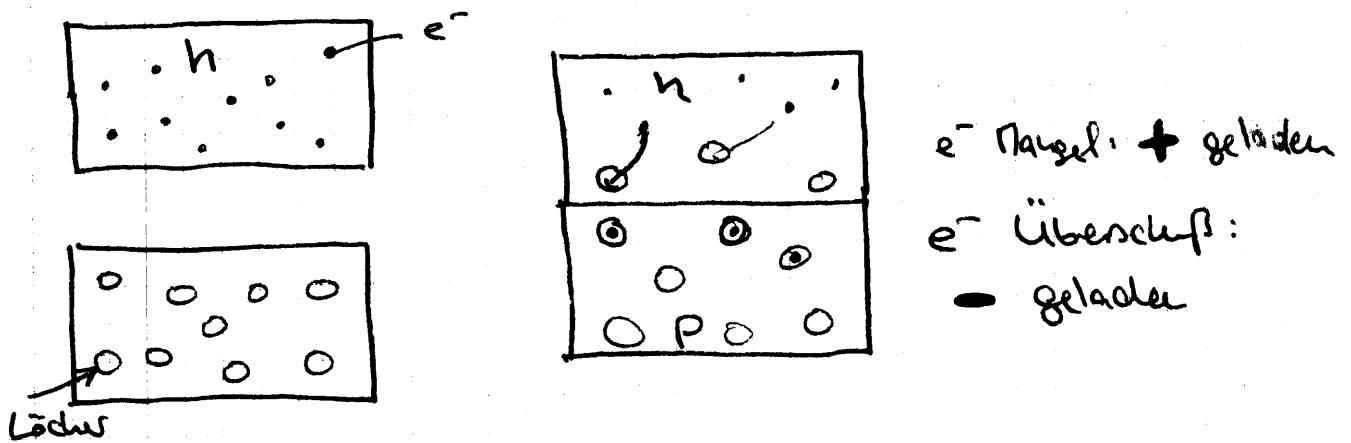
Dotiert man nun mit Atome aus Gruppe V wie z. B. Phosphor, gibt es überschüssige, nur sehr leicht gebundene e^- :



Durch Dotierung mit Atomen aus Gruppe III, wie Aluminium oder Bor erhält man nun überschüssige "Löcher":

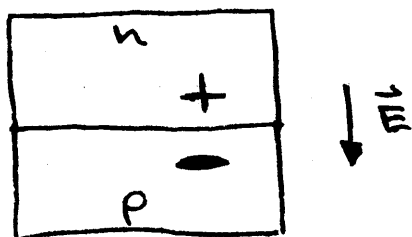


Bringt man nun ein n- und p-Gebiet in Kontakt, ergibt sich eine Raumladungszone:



e^- wandern vom n-Halbleiter in den p-Halbleiter, bis das sich aufbauende elektrische Feld die weitere Wanderung beendet.

Elektrisch betrachtet gibt es also ein Feld im Raumladungsgebiet:



Dotierung

- Bindungsenergie des überschüssige Phosphor e^- : $E_c' = 0.02 \text{ eV}$
- \Rightarrow fast alle Donatoren sind bei Raumtemperatur ionisiert: $N_D^+ \approx N_D$
- für starke Dotierung: $N_D^+ \approx N_D$, $n \approx N_D$, $p \approx \frac{n_i^2}{N_D} \ll n$
- analog für III-Akzeptoren: $N_A^- \approx N_A$, $p \approx N_A$, $n = \frac{n_i^2}{N_A} \ll p$

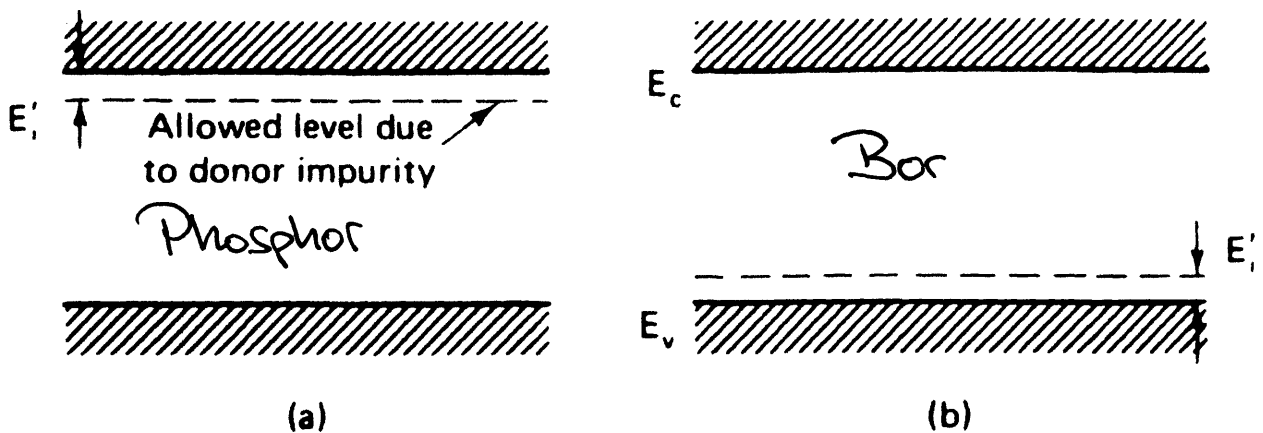


Figure 2.13. (a) Energy of the allowed state introduced into the forbidden gap by a group V substitutional impurity. (b) Corresponding energy state for a group III impurity.

Besetzung des Leitungsbandes für Dotierung mit V-Donor

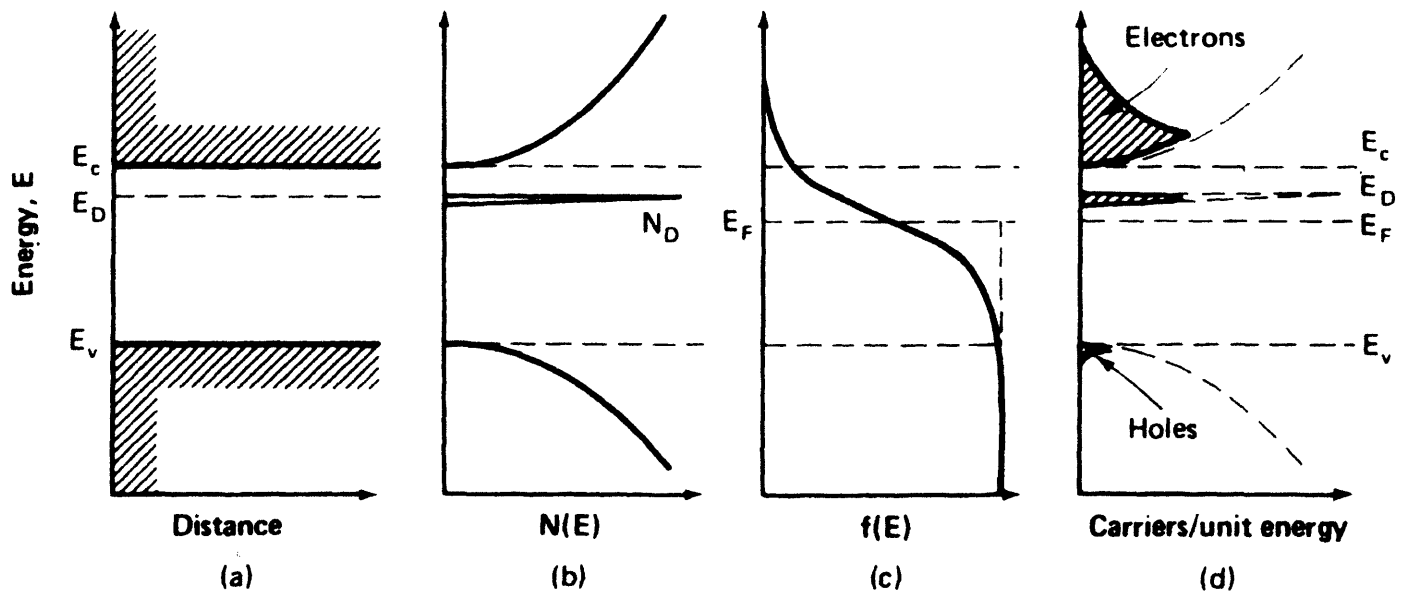


Figure 2.14. (a) Band representation of a group IV semiconductor with a group V substitutional impurity of density N_D per unit volume. (b) Corresponding energy density of allowed states. (c) Probability of occupation of these states. (d) Resulting energy distributions of electrons and holes. (The case shown would correspond to quite high temperatures. At more moderate temperatures the probability of occupation of donor states by electrons would be even smaller than shown.)

Die pn-Junction

- Im thermischen Gleichgewicht gibt es nur einem Fermi-Level
- Wenn man n- und p-dotiertes Silizium zusammenbringt

ergibt sich dann: $E_F^n = E_F^p \Rightarrow E_C + kT \ln \frac{N_D}{N_C} = E_V - kT \ln \frac{N_A}{N_V}$

$\Rightarrow E_g = E_C - E_V = -kT (\ln N_D + \ln N_V - \ln N_A - \ln N_C)$

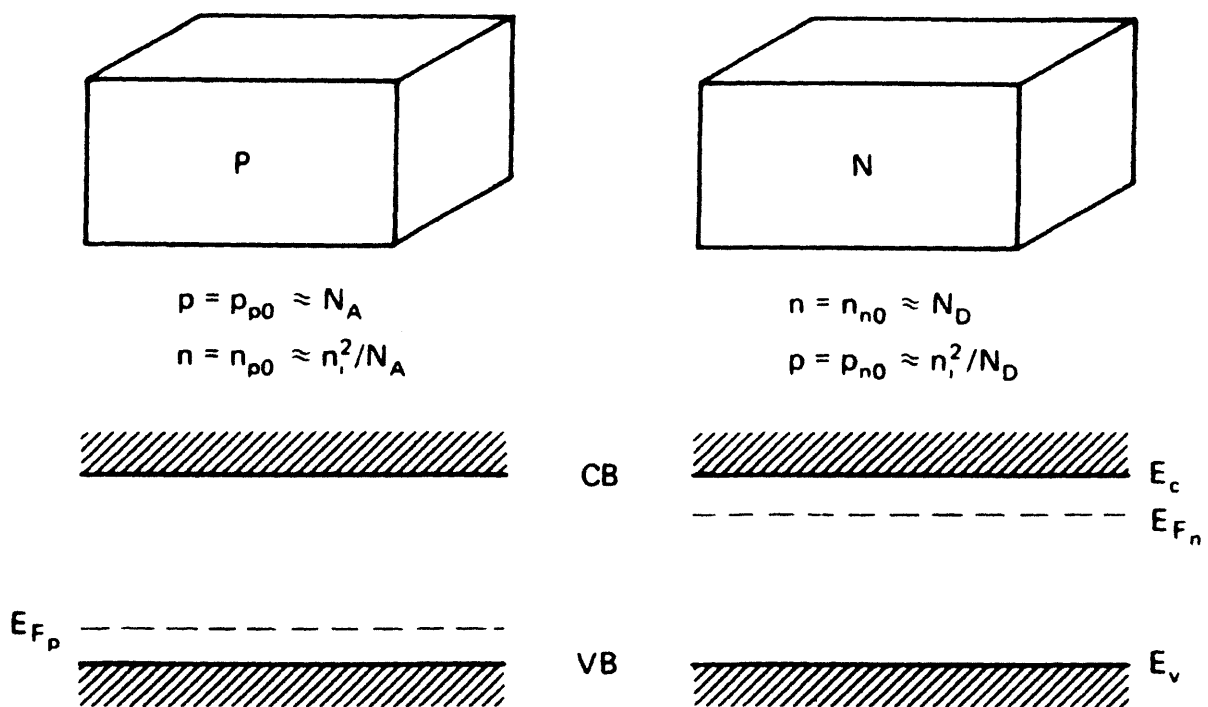


Figure 4.2. Isolated pieces of p-type and n-type semiconductor material with corresponding energy-band diagrams.

Fermiiveau bei dotierten Halbleitern

- Unsere Betrachtung $n = \int f(E) N_C(E) dE$ stimmt auch jetzt noch
- Also: $n \stackrel{!}{=} N_D = N_C e^{(E_F - E_C)/kT}$
- $\Rightarrow E_F - E_C = kT \ln \frac{N_D}{N_C}$

Fermiiveau steigt aus Mitte der Bandlücke mit wachsender Phosphor-Dotierung an!

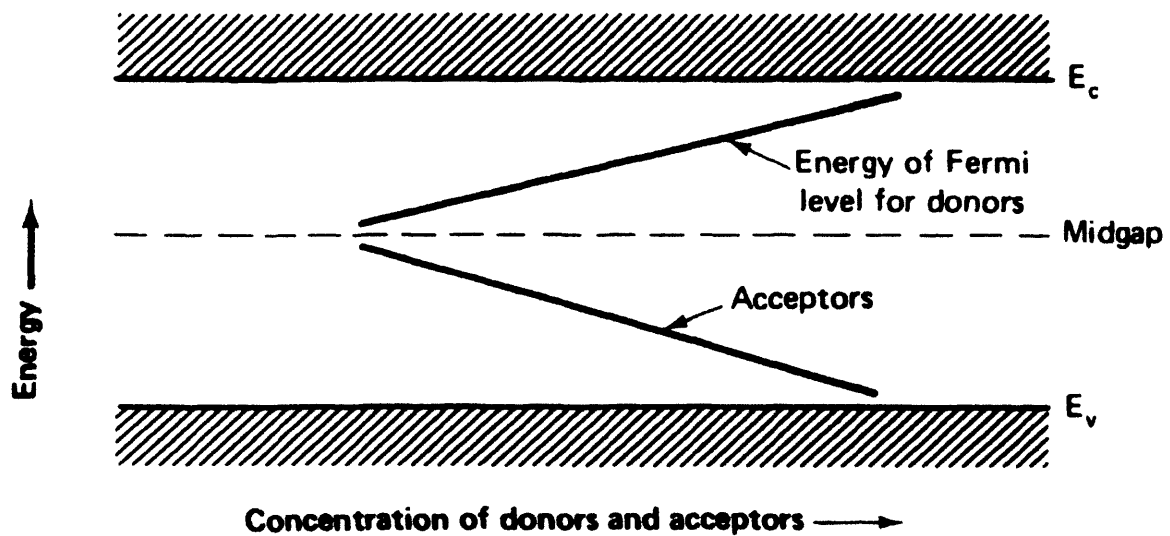


Figure 2.15. Energy of the Fermi level as a function of the concentration of donors and acceptors.

- Analog für Bor-Dotierung

$$E_V - E_F = kT \ln \frac{N_A}{N_V}$$

Die p-n-Junction

$$\bullet \quad E_F - E_c = kT \ln \frac{N_D}{N_C} \equiv -E_2$$

$$E_v - E_F = kT \ln \frac{N_A}{N_V} \equiv -E_1$$

$$\bullet \text{ Potentialsprung: } q\psi_0 = E_g - E_1 - E_2 = E_g - kT \ln \frac{N_C N_V}{N_A N_D}$$

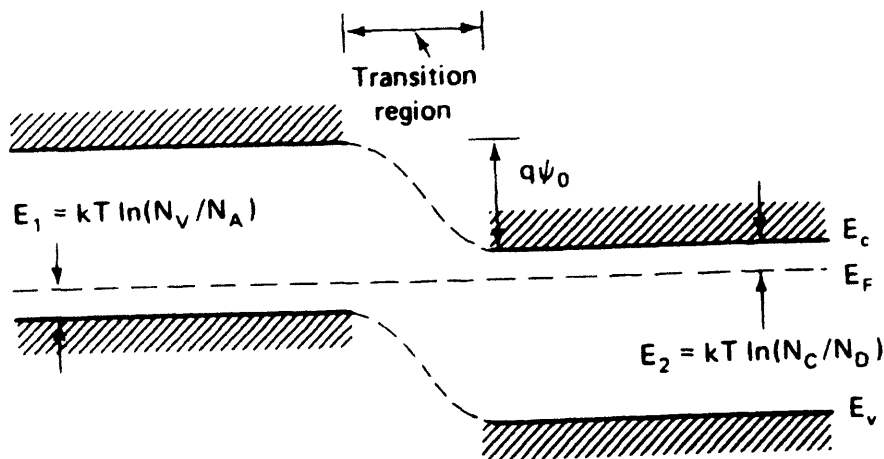
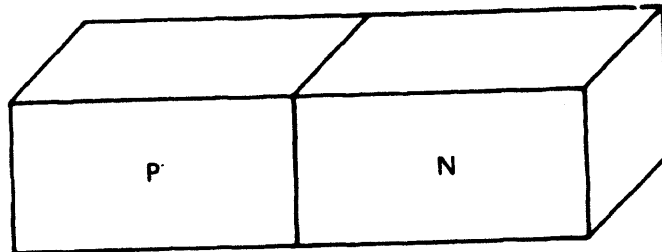


Figure 4.3. A *p-n* junction formed by bringing the isolated *p*-type and *n*-type regions together. Also shown is the corresponding energy-band diagram at thermal equilibrium.

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

Therefore,

$$\psi_0 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (4.3)$$

Wird nun ein e^- im Valenzband der Zelle durch ein Photon in das Leitungsband gehoben, und gelangt in die Raumladungszone, so wird es im \vec{E} Feld in die n-Zone gezogen. Das entstandene Loch wandert in die p-Zone. Durch diese Ladungstrennung entsteht ein Strom, der genutzt werden kann.

Die Raumladungzone

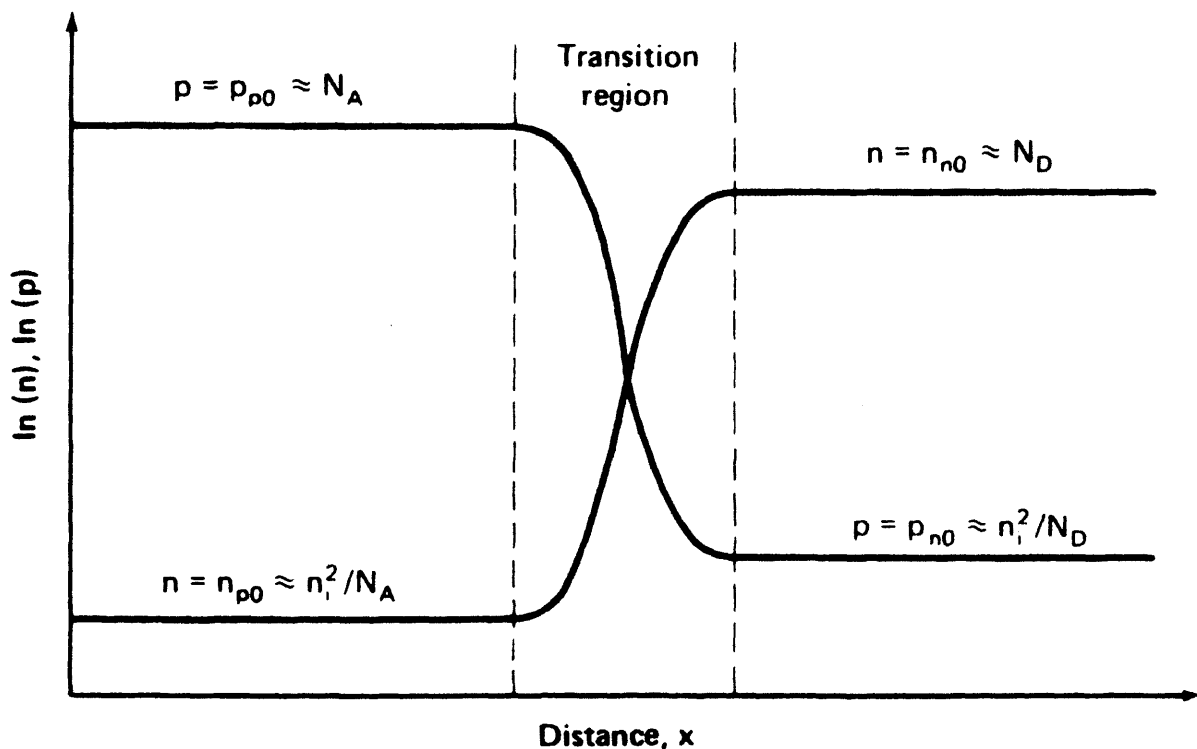


Figure 4.4. Plot of the natural logarithms of the electron and hole concentrations corresponding to Fig. 4.3. Since these concentrations depend exponentially on the energy between the Fermi level and the respective band, the shapes of the distributions on a logarithmic scale are linearly related to that of Fig. 4.3.

Die Raumladungszone II

- Diese Betrachtungen + Diffusion der Ladungsträger + etwas Näherung

$$\Rightarrow \underline{I} = I_0 \left[e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right]$$

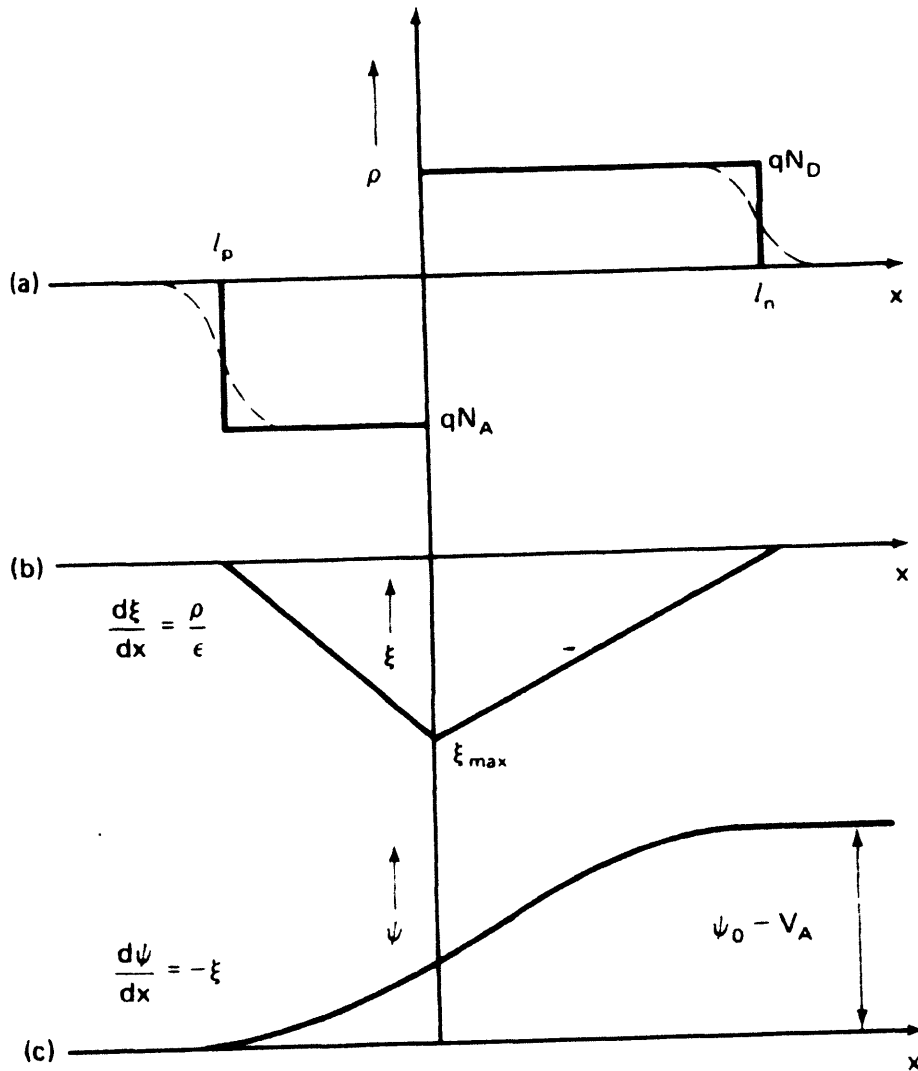


Figure 4.5. (a) Space-charge density corresponding to Fig. 4.4. The dashed line shows the actual distribution while the solid line shows the assumed distribution in the depletion approximation. (b) Corresponding electrical field strength. (c) Corresponding potential distribution.

$$\text{mit } \underline{I_0} = A \left[\frac{q D_e n_i^2}{L_e N_A} + \frac{q D_h n_i^2}{L_h N_D} \right]$$

L_e : Diffusionslänge e^\ominus , D_e : Diffusionskonstante e^\ominus

Die beleuchtete Solarzelle

$$I = I_0 (e^{qV/kT} - 1) - I_L$$

$$\text{mit } I_L = qAG (L_e + W - L_h)$$

↑ Absorptionsrate ↑ Wirk der Raumladungszonen

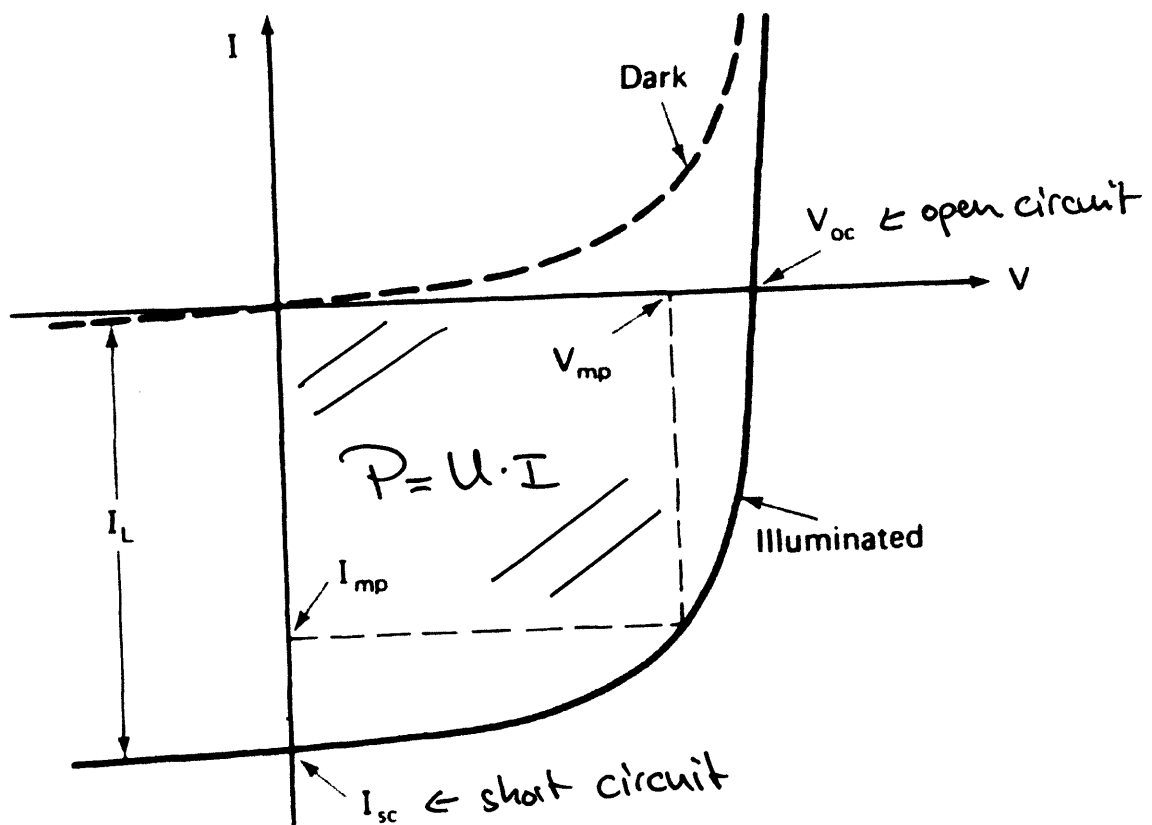


Figure 4.11. Terminal properties of a p - n junction diode in the dark and when illuminated.