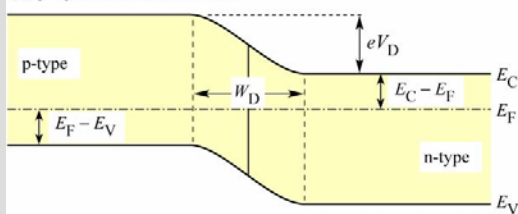


Annahmen:

- abrupter p-n Übergang mit einer Donatorkonzentration von N_D und einer Akzeptorkonzentration N_A .
- Alle Dotierstoffe sind vollständig ionisiert, d.h. $n=N_D$ und $p=N_A$
- keine Kompensation der Dotieratome durch Störstellen und Defekte

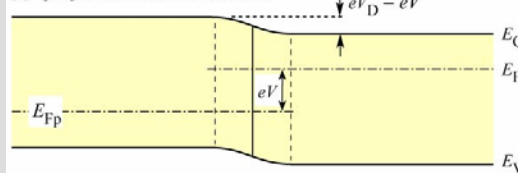
(a) p-n junction under zero bias



Der Raumladungsbereich produziert ein Potential das als Diffusionsspannung V_D bezeichnet wird

$$V_D = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}$$

(b) p-n junction under forward bias



Die Breite der Raumladungszone W_D ist

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} (V_D - V) \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

apl.Prof. Dr. D.J. As

Die Strom-Spannungs (IV-) Charakteristik eines pn-Übergangs wurde von W. Shockley hergeleitet und wird als Shockley-Gleichung bezeichnet. Für eine Diode mit der Querschnittsfläche A ergibt sich

$$I = q \cdot A \cdot \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) \cdot \left(e^{qV/kT} - 1 \right)$$

Wobei $D_{n,p}$ die e und h Diffusionskonstanten und $\tau_{n,p}$ die Minoritätsladungsträgerlebensdauern sind.

Unter Sperrbedingung sättigt der Diodenstrom und ist durch den Vorfaktor der Exponentialfunktion gegeben:

$$I = I_s \cdot \left(e^{qV/kT} - 1 \right) \quad \text{mit} \quad I_s = q \cdot A \cdot \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right)$$

Unter typischen Vorwärtsbedingungen $V \gg kT/q$ und unter Verwendung von der Definition von V_D

$$I = q \cdot A \cdot \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) \cdot e^{q(V-V_D)/kT}$$

Die Spannung bei der der Strom stark zunimmt wird als **Schwellspannung** $V_{th} \sim V_D$ bezeichnet.

apl.Prof. Dr. D.J. As

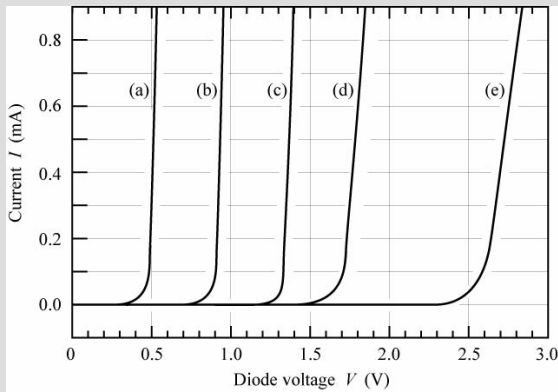
für n-Seite: $E_C - E_F = -kT \cdot \ln \frac{n}{N_C}$ für p-Seite: $E_F - E_V = -kT \cdot \ln \frac{p}{N_V}$

aus dem Banddiagramm erkennt man:

$$qV_D - E_G + (E_F - E_V) + (E_C - E_F) = 0$$

damit wird: $qV_D - E_G \approx 0$ und damit:

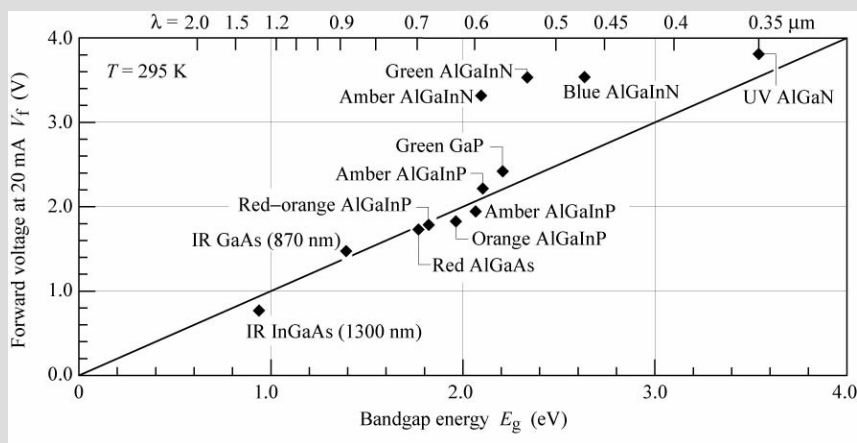
$$V_{th} \approx V_D \approx \frac{E_G}{q}$$



$T = 295 \text{ K}$

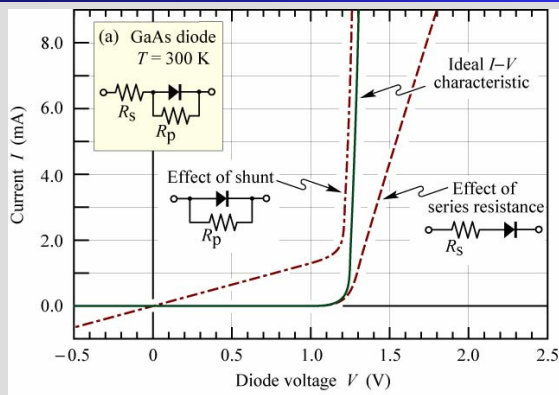
| | |
|-----------|------------------------------|
| (a) Ge | $E_g \approx 0.7 \text{ eV}$ |
| (b) Si | $E_g \approx 1.1 \text{ eV}$ |
| (c) GaAs | $E_g \approx 1.4 \text{ eV}$ |
| (d) GaAsP | $E_g \approx 2.0 \text{ eV}$ |
| (e) GaInN | $E_g \approx 2.9 \text{ eV}$ |

apl.Prof. Dr. D.J. As



Daten von Krames et al. 2000, und Emerson et al 2002

apl.Prof. Dr. D.J. As



Zur Beschreibung experimenteller Daten wird oft verwendet:

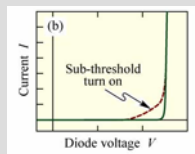
$$I = I_s \cdot \left(e^{qV_f / (n_{ideal} kT)} - 1 \right)$$

n_{ideal} .. Idealitätsfaktor

$n_{ideal} \sim 1 - 2$, für As und P VerbindungsHL, für Nitride auch bis 7

Mit Serien und Leckströmen:

$$I - \frac{(V - I \cdot R_s)}{R_p} = I_s \cdot \left(e^{q(V - IR_s) / (n_{ideal} kT)} - 1 \right)$$



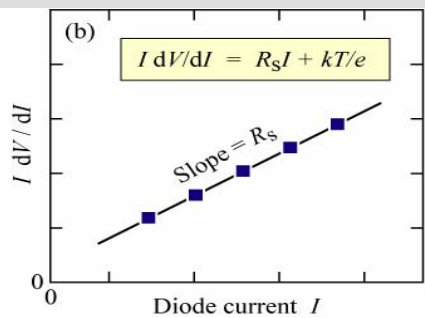
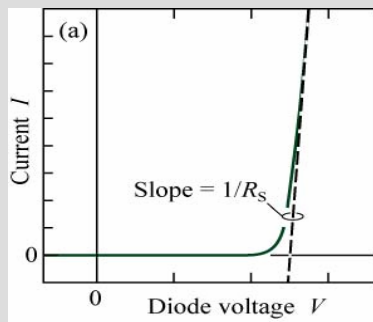
I-V Kennlinie mit einem klar erkennbaren Einschaltverhalten unterhalb der Einschaltspannung. Dieser Effekt kann durch Defekte oder Oberflächenzustände bewirkt werden.

apl.Prof. Dr. D.J. As

Für Dioden mit großen R_p gilt $I = I_s \cdot \left(e^{q(V - IR_s) / (n_{ideal} kT)} - 1 \right)$

Auflösen der Gleichung nach V und differenzieren nach I liefert:

$$\frac{dV}{dI} = R_s + \frac{n_{ideal} kT}{q} \cdot \frac{1}{I}$$



Methoden zur Bestimmung des Serienwiderstandes:

- a) die Tangente für $V > V_{th}$ liefert R_s
- b) die Gleichung im Inset ist gültig für Vorwärtsspannung $V \gg k_B T/e$

apl.Prof. Dr. D.J. As

Homo- vs. Heterojunction

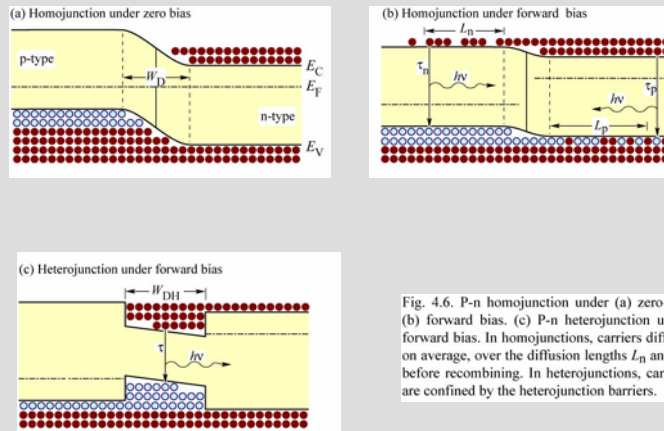


Fig. 4.6. P-n homo-junction under (a) zero and (b) forward bias. (c) P-n hetero-junction under forward bias. In homo-junctions, carriers diffuse, on average, over the diffusion lengths L_n and L_p before recombining. In hetero-junctions, carriers are confined by the hetero-junction barriers.

Abrupt vs. graded Heterojunction

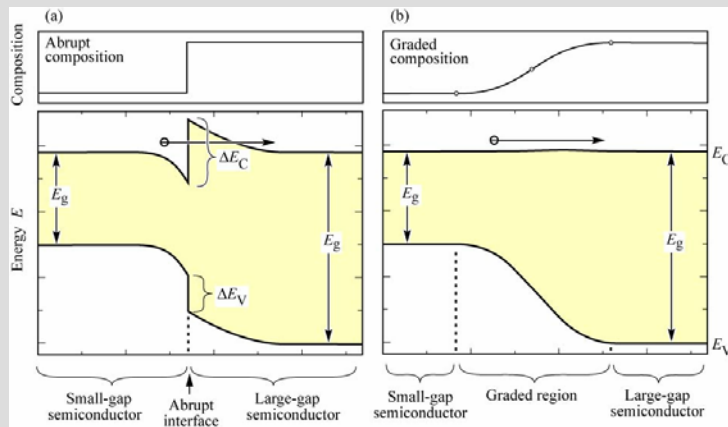


Fig. 4.7. Band diagram of (a) an abrupt n-type-n-type heterojunction and (b) a graded heterojunction of two semiconductors with different bandgap energy. The abrupt junction is more resistive than the graded junction due to the electron barrier forming at the abrupt junctions (after Schubert *et al.*, 1992).

E. F. Schubert

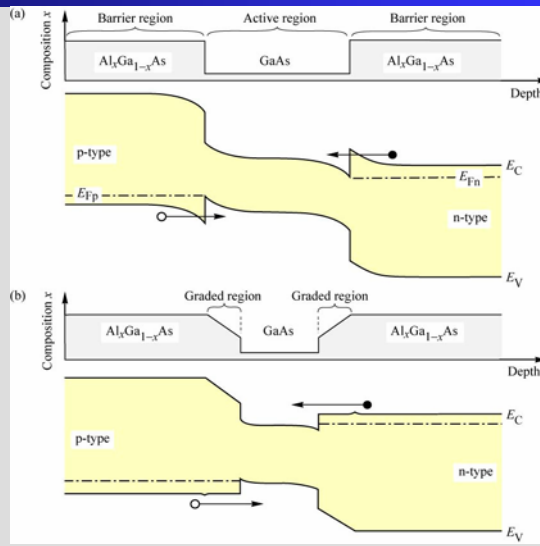


Fig. 4.8. Band diagram of (a) an abrupt double heterostructure and (b) a graded double heterostructure. The barrier-well interface of the abrupt junction is more resistive than the graded junction due to barriers forming at the interfaces.

E. F. Schubert

apl.Prof. Dr. D.J. As

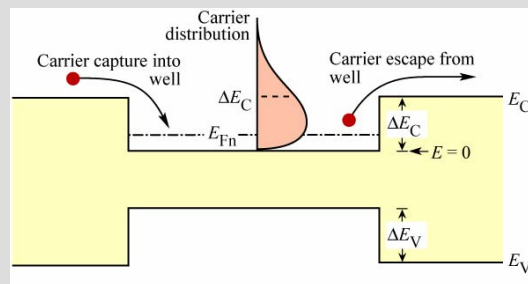


Fig. 4.9. Carrier capture and escape in a double heterostructure. Also shown is the carrier distribution in the active layer.

apl.Prof. Dr. D.J. As

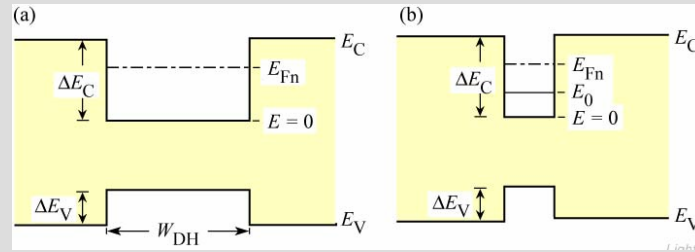


Fig. 4.10. Fermi level (E_{Fn}) and subband level (E_0) in (a) a double heterostructure and (b) a quantum well structure.

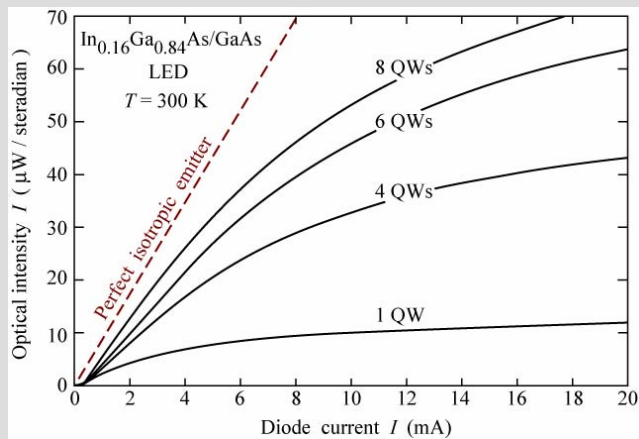


Fig. 4.11. Optical intensity emitted by $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{GaAs}$ LEDs with active regions consisting of one, four, six, and eight quantum wells and theoretical intensity of a perfect isotropic emitter (dashed line) (after Hunt *et al.*, 1992).

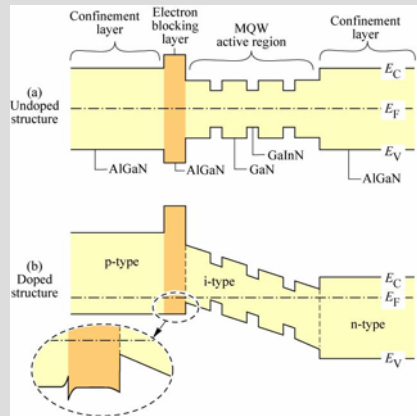


Fig. 4.12. AlGaIn current-blocking layer in an AlGaIn/GaN/GaInN multi quantum well structure. (a) Band diagram without doping. (b) Band diagram with doping. The Al content in the electron-blocking layer is higher than in the p-type confinement layer.

apl.Prof. Dr. D.J. As

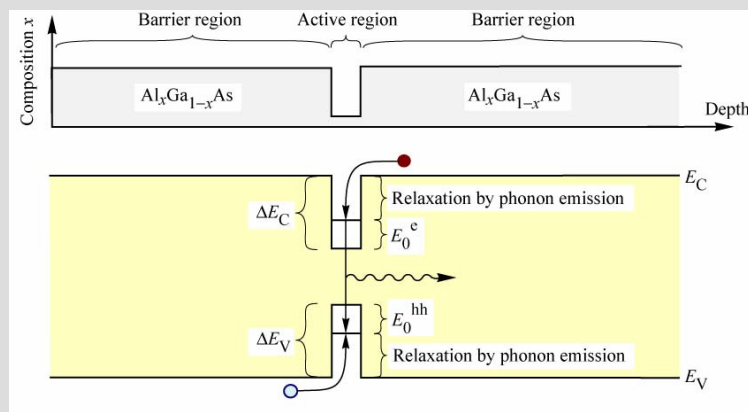


Fig. 4.13. (a) Chemical composition and (b) band diagram of a quantum well structure, illustrating the energy loss of carriers as they are captured into the quantum well.

apl.Prof. Dr. D.J. As