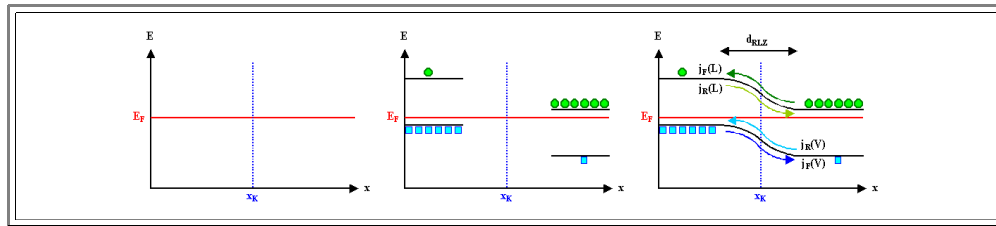


6.2.5 Zusammenfassung Kapitel 6.2

Der pn-Übergang

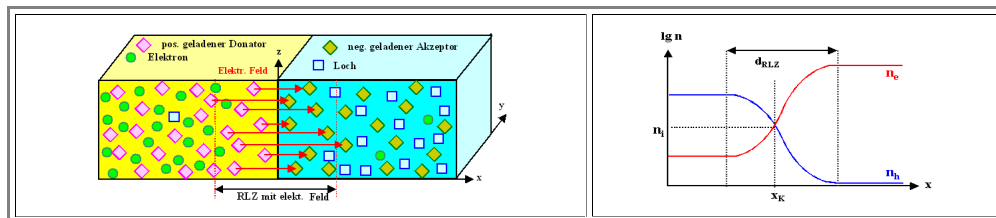
Das Banddiagramm des **pn**-Übergangs erhält man nach "Rezept":



In der mit der Bandverbiegung immer verbundenen Raumladungszone (**RLZ**) sitzen die ortsfesten ionisierten Dotieratome.

- Die beweglichen Elektronen und Löcher fehlen in der Raumladungszone - falls einer dieser Ladungsträger sich dorthin verirrt, wird er sofort durch das elektrische Feld "hinausgeworfen".
- Die damit verbundenen Ströme müssen im Mittel = 0 sein, dies ist im rechten Diagramm angedeutet.

Im Ortsbild sieht ein **pn**-Übergang und die Konzentration der beweglichen Ladungsträger wie folgt aus:



Die über den **pn**-Übergang fließenden Ströme kann man für Löcher und Elektronen getrennt betrachten. Für jede Ladungsträgerart gibt es immer zwei gegenläufige Komponenten:

- Majoritätsladungsträger fließen energetisch "aufwärts"; diese Stromkomponente heißt **Diffusionsstrom**, **Rekombinationsstrom** oder **Vorwärtsstrom** j_F . Nur wenigen der vielen Majoritäten wird es gelingen, die Energiehürde zu überwinden und zu diesem Strom beizutragen.
- Minoritätsladungsträger fließen energetisch "abwärts", diese Stromkomponente heißt **Feldstrom**, **Driftstrom**, **Generationsstrom** oder **Rückwärtsstrom** j_R . Alle der wenigen Majoritäten, die an die Kante der **RLZ** gelangen, werden den Energieberg "hinunterfallen".
- Im Gleichgewicht müssen beide Ströme gleich groß sein; $j_F = -j_R$.

Für den Rückwärtsstrom kann man sofort eine Formel angeben. Er muß proportional sein zum Einzugsgebiet der **RLZ** und damit zur Diffusionslänge L (nur Minoritäten, die während ihres "random walk" überhaupt bis zur **RLZ** kommen, können "hinunterfallen") und zur Generationsrate $G = n_i/\tau$ (es kann nicht mehr abfließen als was nachgeliefert wird).

- Im Gleichgewicht (keine äußere Spannung und damit kein Nettostrom) haben wir unter Verwendung des Massenwirkungsgesetzes, der Annahme, daß alle Dotieratome ionisiert sind und des "übergeordneten" Wissens, dass die Proportionalitätskonstante = 1 ist

$$j_R(L) = -j_F(L) = \frac{-e \cdot L \cdot n_{\text{Min}(L)}}{\tau} = \frac{-e \cdot L \cdot (n_i)^2}{N_A \cdot \tau}$$

$$j_R(V) = -j_F(V) = \frac{-e \cdot L \cdot n_{\text{Min}(V)}}{\tau} = \frac{-e \cdot L \cdot (n_i)^2}{N_D \cdot \tau}$$

Mit einer externen Spannung U_{ex} wird die Energiehürde größer oder kleiner - je nach Vorzeichen.

- Das hat aber nur Auswirkungen auf den Vorwärtsstrom - seine Größe relativ zum Gleichgewichtsfall ändert sich mit einem entsprechenden Boltzmannfaktor; wir haben

$$j_F(U_{ex}) = j_F(U_{ex} = 0) = -j_R \cdot \exp \frac{eU_{ex}}{kT}$$

Die (vorzeichenrichtige) Addition aller 4 Teilströme unter Berücksichtigung der Vorzeichenkonvention

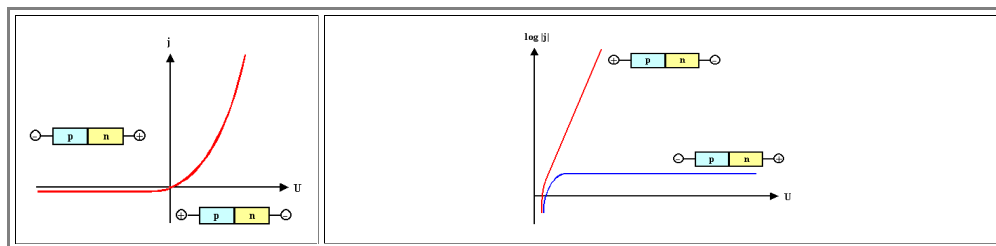
- **Ströme in Durchlaßrichtung** werden immer als **positiv** betrachtet
- **Spannungen in Durchlaßrichtung** werden immer als **positiv** betrachtet

ergibt die (elementare) Diodengleichung

$$j(U_{ex}) = \left(\frac{e \cdot L \cdot n_{Min}(L)}{\tau} + \frac{e \cdot L \cdot n_{Min}(V)}{\tau} \right) \cdot \left(\exp \frac{eU_{ex}}{kT} - 1 \right)$$

Diese Gleichung läßt sich in vielen Varianten schreiben, je nachdem welche Parameter man bevorzugt (L und τ wie oben, oder D und τ , oder).

Graphisch sieht das in linearer oder (besser) halblogarithmischer Auftragung so aus:



In der Formel stecken jedoch viele Idealisierungen, die bei realen Dioden zu kurz greifen.

Insbesondere werden auch in der **RLZ** Ladungsträger generiert (oder rekombiniert). Das läßt sich nur mit erheblichem Aufwand (und vielen Näherungen) halbwegs sauber quantitativ fassen; jedoch gibt auch schon eine simple Plausibilitätsbetrachtung die richtige Formel für den Diodenstrom unter Berücksichtigung der **RLZ** Komponenten:

$$j = \left(\frac{e \cdot L \cdot n_i^2}{\tau \cdot N_A} + \frac{e \cdot L \cdot n_i^2}{\tau \cdot N_D} \right) \cdot \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) + \frac{e \cdot n_i \cdot d_{RLZ}(U)}{\tau} \left(\exp \frac{eU}{2kT} - 1 \right)$$

Für das Verhältnis der Rückwärtsströme nur aus dem Volumen und nur aus der **RLZ** folgt

$$\frac{j_R(Vol)}{j_R(RLZ)} = \frac{\frac{e \cdot (n_i)^2 \cdot L}{\tau \cdot N_{Dot}}}{\frac{e \cdot n_i \cdot d_{RLZ}}{\tau}} = \frac{n_i \cdot L}{N_{Dot} \cdot d_{RLZ}}$$

Damit wird für alle Halbleiter mit "großer" Bandlücke oder $n_i \ll N_{Dot}$ der Rückwärtsstrom (= Leckstrom) durch den **RLZ** Anteil dominiert. Damit ist der **RLZ** Anteil zum Diodenstrom **technisch** sehr wichtig.

Insbesondere ist **Si** in diesem Zusammenhang ein Halbleiter mit **großer** Bandlücke, dies zeigt sich in dem (immer noch stark idealisiertem) Vergleich der Theorie und des Experiments

