

Für kleine Felder ist μ und D konstant
 Für große Felder hängt μ über τ_m und \bar{E} und n ab

$$\Rightarrow \boxed{\dot{n} = \varphi(n, \bar{E}) + D \Delta n + \nabla \cdot (n \mu \underline{E})} \quad (4)$$

Reaktions - Diffusion - Drift - gl.

Kontinuitätsgl. für Lochladung $n_h = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3}$

$$\dot{n}_h + \nabla \cdot \underbrace{(n_h \underline{v})}_{\underline{j}_h/e} = \varphi_h(n, n_h, \underline{E})$$

$$\underline{j}_h = e n_h \underline{v} = \underbrace{e n_h \mu_h}_{\underline{j}_h} \underline{E} - e D_h \nabla n_h$$

$$\Rightarrow \boxed{\dot{n}_h = \varphi_h(n, n_h, \underline{E}) + D_h \Delta n_h - \nabla \cdot (n_h \mu_h \underline{E})} \quad (5)$$

Energiebilanz: räumliche + zeitliche Ableitungen vernachlässigbar

$$\Rightarrow \bar{E} = \bar{E}_0 + e \tau_e' \mu \underline{E}^2 \quad (6)$$

Joule'sche Wärme

gl. (4), (5), (6) sind die "klassischen" Halbleitertransportgleichungen

Bem.: Sie sind zu ergänzen durch die Maxwell-Gleichungen

$$(7) \quad \nabla \cdot \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} (n - n_h)$$

$$(8) \quad \nabla \times \underline{E} = -\mu_0 \mu \dot{\underline{H}}$$

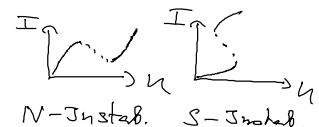
$$(9) \quad \nabla \cdot \underline{B} = 0$$

$$(10) \quad \nabla \times \underline{H} = \epsilon_0 \epsilon \dot{\underline{E}} + (\underline{j} + \underline{j}_h) \quad + \text{Randbed.}$$

\Rightarrow Die gln. (4) - (10) bilden die Basis zum Verständnis der wichtigsten Halbleiterelemente (pn-Übergang, Transistoren, Laserdiode)

Mit Hilfe der nichtlinearen Raten $\varphi(n, n_h, \underline{E})$ können auf dieser "vergrößerten" Beschreibungsebene viele nichtlineare Transportphänomene erklärt werden

- z.B.
- negative differentielle Leitfähigkeiten
 - Bistabilität
 - Stromfilament, räumliche Strukturbildung
 - chaotische Oszillationen



E. Schöll, Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors - Self-Organization
Induced by Generation-Recombination Processes
Springer (1987), russ. transl. 1991

