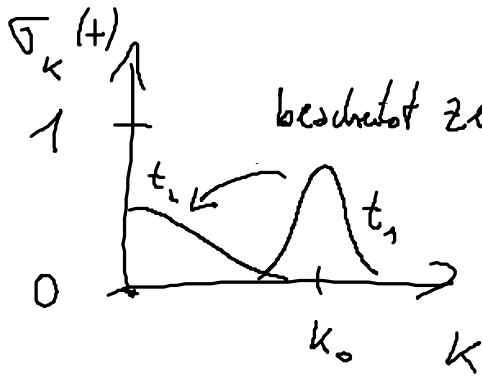


quanten kinetische Gleichung für Besetzung  $\bar{n}_k(t) = \langle a_k^\dagger(t) a_k(t) \rangle$

wie hoch ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustands mit der Wellenzahl  $k$



beschreibt zeitliche Thermalisierung eines Nichtgleichgewichtszustands in

$$t_1 < t_2$$

Gleichgewicht mit

$T$  des Bads

$$\dot{\bar{n}}_k(t) = - \int_{-\infty}^t dt' f_{\text{aus}}(t, t') \bar{n}_k(t') + \int_{-\infty}^t dt' f_{\text{ein}}(t, t') (1 - \bar{n}_k(t'))$$

Einstrahlrate

$$f_{\text{aus}}(t, t') = 2 \sum_q |\tilde{D}_q|^2 (1 - \bar{n}_{k+q}(t')) \left( \begin{array}{l} \cos \left[ (\nu_{k+q} - \nu_k - \omega_q)(t-t') \right] u_q \\ + \cos \left[ (\nu_{k+q} - \nu_k + \omega_q)(t-t') \right] (u_q + 1) \end{array} \right)$$

$$f_{\text{ein}}(t, t') = 2 \sum_q |\tilde{D}_q|^2 \bar{n}_{k+q}(t') \left( \begin{array}{l} \cos \left[ (\nu_{k+q} - \nu_k - \omega_q)(t-t') \right] (u_q + 1) \\ + \cos \left[ (\nu_{k+q} - \nu_k + \omega_q)(t-t') \right] u_q \end{array} \right)$$

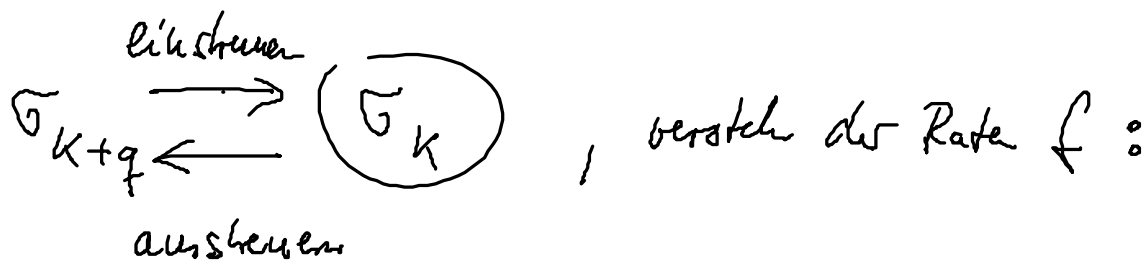
zuc) durch  $\cos \left( \Delta t \frac{\Delta E}{\hbar} \right)$  kommt es zu einer Interferenz

also vorherigen  $t' < t$  Gleichwirkungen, dh.

man hat eine Überlagerung verschiedener Frequenzen

$\left( \frac{E_k}{t} = v_k \right) \rightarrow$  „Wellendynamik“ bei El-Pl. Stößen

d)  $\sigma_k$  wird aus  $\sigma_{k+q}$  gefüllt und indirekt entleert  
(Ausstrahlung „-“, Einstrahlung „+“)



Einstrahlung

$\sim (1 - \sigma_k)$  Nichtbesetzung  
(also zum Platz der noch da ist)

$\sim \sigma_{k+q}$  Besetzung des Ausgangszustands

Ausstrahlung

$\sim \sigma_k$  Besetzung  
(zu dem was schon drin ist)

$\sim (1 - \sigma_{k+q})$  zur Nichtbesetzung des Zielzustands

$\rightarrow$  Terme aus dem Pauliprinzip

Stärke der Streuung mit  $\tilde{D}_q^2$  und alle  $q$  machen mit

e) Interpretation  $\cos(\nu_{k+q} - \nu_k \pm \omega_q)(t-t')$

die erste Klammer stellt den energetische Übertrag  
 der ein El durch ein Ph bei einem Stoß erleidet  
 (1 Phonon um, weil Störungstheorie)

wenn  $( ) = 0$  wäre:

$$\hbar \nu_{k+q} \pm \hbar \omega_q = \hbar \nu_k$$

das bedeutet die Absorption / Emission ein Phonons  $\hbar \omega_q$   
 bei  $k$  sein Zustand ändert  $\rightarrow k+q$

z.B. Ausstrahlung  $k \rightarrow k+q$

im Cosinus steht:  $\nu_k + \omega_q = \nu_{k+q}$  Phononabsorption ( $\omega_q$ )

$\nu_k - \omega_q = \nu_{k+q}$  Phononemission  
 $\cdot (1 + n_q)$

Spontan  $\nearrow$   $\uparrow$  Stimuliert

Absorption und Emission von

Phononen treten als spontan / stimulierte

Prozesse, analog Laser auf

f) Energie-Zeit Umsätze beim Stoßprozess

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$$

↑ Energieübertrag      ↑ typische Wechselwirkungszeit um  $\Delta E$  zu messen  
 $\approx$  Zeitdauer des Stoßes

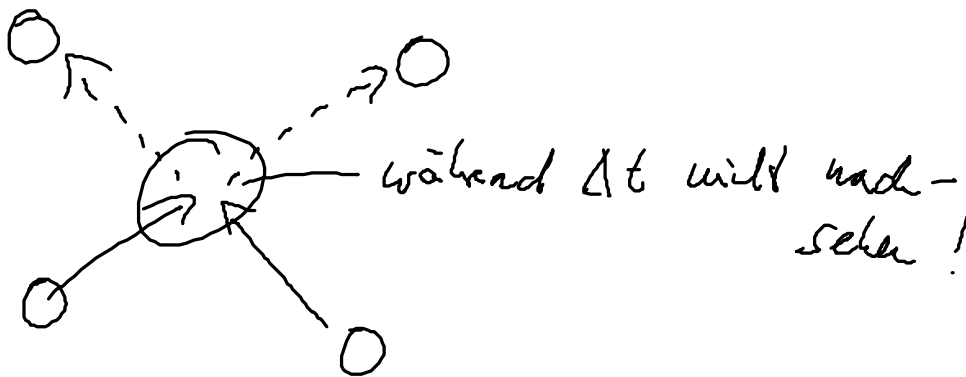
während des Stoßes zur Beobachtungszeit  $t \approx \Delta t = S$

sieht man Interferenzeffekte?



nach dem Stoß für  $t \gg \Delta t = S$

ist die Hoffnung wieder den E-Satz zu finden



Hoffnung: f. große Zeiten  $t$

$$\Delta E = 0 \text{ finde (E-Satz)}$$

### 5.3. Das Einbandmodell: Boltzmannstoßterm

$t \rightarrow \infty$  versuchen in  $\dot{\sigma}_k(t)$

$$\dot{\sigma}_k(t) \approx \int_{-\infty}^t \cos(\underbrace{\nu_{k+q} - \nu_k}_{\Delta\omega} \pm \underbrace{\omega_q}_s)(t-t') g(t')$$

„strukturell“

$$| t-t' = s, dt' = -ds, t' = t-s, \int_{-\infty}^t |$$

$$= \int_0^{\infty} ds \cos(\Delta\omega \cdot s) g(t-s)$$

$s \ll t$ , wenn wir nicht den Stoß selbst

auflösen wollen (Markoff approximation)

$$\approx \int_0^{\infty} ds \cos(\Delta\omega s) e^{-\gamma s} g(t)$$

$$= \frac{\gamma g(t)}{\gamma^2 + \Delta\omega^2} \xrightarrow{\gamma \gg 0} \pi \delta(\Delta\omega) g(t)$$

$\Delta\omega$  un-p also = 0 sein

$$\rightarrow \nu_{k+q} - \nu_k \pm \omega_q = 0$$

Der Energie Satz gilt in dieser Näherg.

f. de einzelnen Stoß  $\Delta E = 0$ .

in alle Term diese Näherung  $\rightarrow$  Boltzmann stoßtern

$$\dot{G}_k(t) = -\Gamma_{\text{aus}} G_k(t) + \Gamma_{\text{ein}} (1 - G_k(t)) \leftarrow$$

$$\Gamma_{\text{aus}} = 2\pi \sum_q |\tilde{D}_q|^2 \left( \delta(v_{k+q} - v_k - v_q) u_q \right. \\ \left. + \delta(v_{k+q} - v_k + v_q) (u_q + 1) \right) (1 - G_{k+q}(t))$$

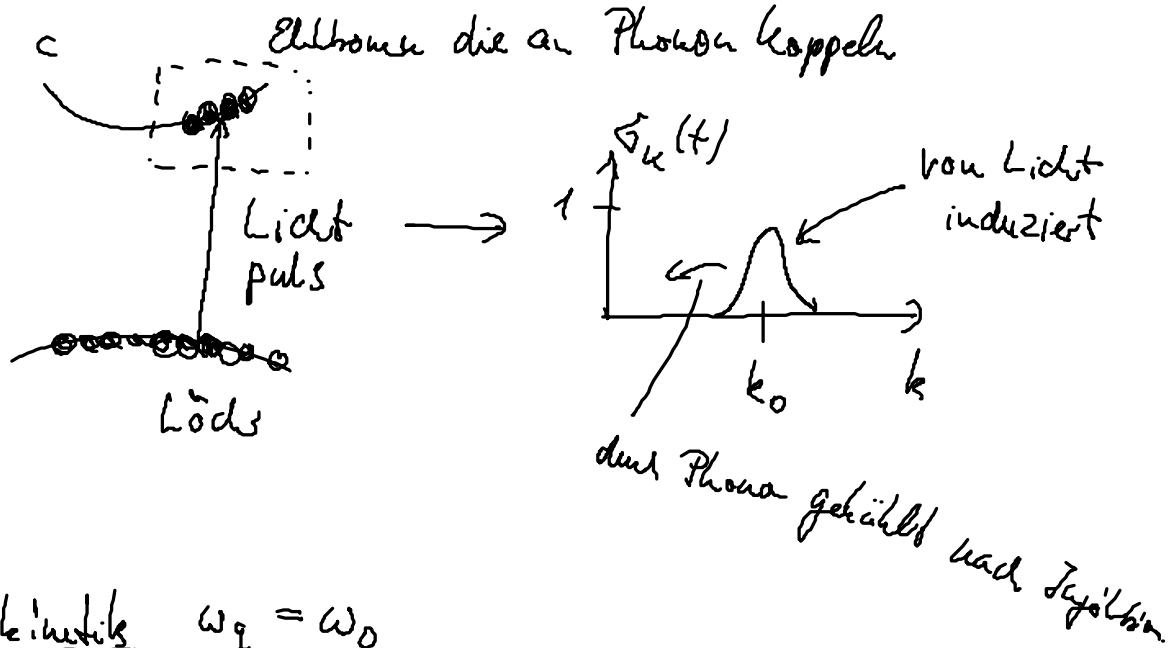
$$\Gamma_{\text{ein}} = 2\pi \sum_q |\tilde{D}_q|^2 \left( \delta(v_{k+q} - v_k - v_q) (u_q + 1) \right. \\ \left. + \delta(v_{k+q} - v_k + v_q) u_q \right) G_{k+q}(t)$$

Interpretation analog zu 5.2.

5.4. Diskussion numerischer Lösungen der

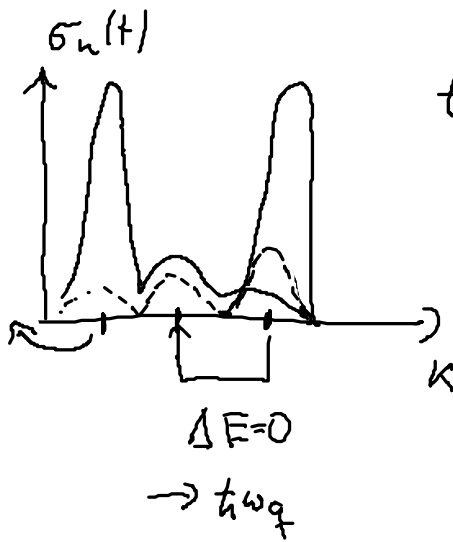
quasikinetische Stoßgl. und der Boltzmannsgl

# Halbleiter



# Boltzmann kinetik

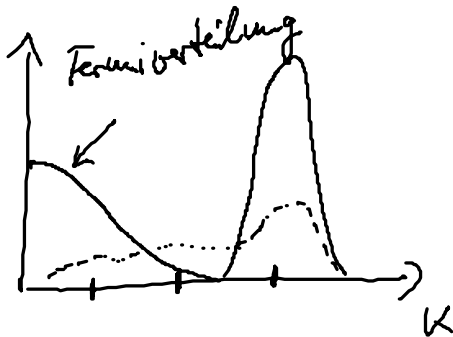
$$\omega_f = \omega_0$$



$$t_1 < t_2 < t_3 \text{ (Gleichgewicht)}$$

durch die Energieerhaltung findet man "echte" Repliken der Anfangsverteilung.

# Quanten kinetik



$$t_1 < t_2 < t_3$$

durch "Aufweichung des Energiesatzes" findet man Verbreiterung der "Repliken" und für  $t \rightarrow \infty$  eine Fermi funktion