

5.2. Operatoren in 2. Quantisierung

Operatoren besteht aus 1 & 2 Teilchen Anteil in den meisten physikalisch relevanten Fällen.

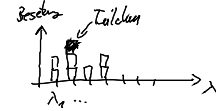
$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_1 + \hat{H}_2 \\ &= \sum_{i=1}^N \hat{h}_i(r_i) + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}}^N \hat{V}_{12}(r_i, r_j) \end{aligned}$$

Ziel: $\sum_{i=1}^N$ (Teilchen) $\rightarrow \sum_{\lambda} n_{\lambda}$ (Quantenzahlen)

Transformation in Besetzungszahl-Basis

Ein-Teilchen Zustand

$$\hat{h}(r) \psi_{\lambda}(r) = \langle r_i | \hat{h} | \lambda \rangle = \sum_{\lambda'} \underbrace{\langle r_i | \lambda' \rangle}_{\psi_{\lambda'}(r_i)} \langle \lambda' | \hat{h} | \lambda \rangle \quad (*)$$



Vielteilchen Zustand

$$\begin{aligned} \hat{H}_1 |n_1, \dots, n_{\lambda}, \dots\rangle &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{n_i! n_2! \dots}} \sum_S \hat{P}_S (| \alpha_1, \dots, \hat{h}(r_i) | \lambda \rangle, \dots) \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{\lambda'} \frac{\langle \lambda' | \hat{h} | \lambda \rangle}{\sqrt{n_i! n_2! \dots}} \sum_S \hat{P}_S (| \alpha_1, \dots, | \lambda' \rangle, \dots) \end{aligned}$$

Fällunterscheidung $\lambda = \lambda'$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \sum_{i=1}^N \langle \lambda | \hat{h} | \lambda \rangle |n_1, \dots, n_{\lambda}, \dots\rangle & \quad (\text{Summand kommt } n_{\lambda} \text{ Mal unverändert vor}) \\ &= \sum_{\lambda} n_{\lambda} \langle \lambda | \hat{h} | \lambda \rangle |n_1, \dots, n_{\lambda}, \dots\rangle \\ \lambda' \neq \lambda & \Rightarrow \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{\lambda' \\ \lambda' \neq \lambda}} \langle \lambda' | \hat{h} | \lambda \rangle \sqrt{\frac{n_{\lambda'} + 1}{n_{\lambda}}} \frac{1}{\sqrt{n_1! \dots (n_{\lambda} - 1)! \dots (n_{\lambda'} + 1)! \dots}} \cdot \sum_S \hat{P}_S (| \alpha_1, \dots, | \lambda' \rangle, \dots) \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{\lambda' \neq \lambda} \langle \lambda' | \hat{h} | \lambda \rangle \sqrt{\frac{n_{\lambda'} + 1}{n_{\lambda}}} |n_1, \dots, (n_{\lambda} - 1), \dots, (n_{\lambda'} + 1), \dots\rangle \\ &= \sum_{\lambda} n_{\lambda} \sum_{\lambda' \neq \lambda} \langle \lambda' | \hat{h} | \lambda \rangle \sqrt{\frac{n_{\lambda'} + 1}{n_{\lambda}}} |n_1, \dots, (n_{\lambda} - 1), \dots, (n_{\lambda'} + 1), \dots\rangle \\ &= \sum_{\lambda} \sum_{\lambda' \neq \lambda} \langle \lambda' | \hat{h} | \lambda \rangle a_{\lambda'}^{\dagger} a_{\lambda} |n_1, \dots, n_{\lambda}, \dots, n_{\lambda'}, \dots\rangle \end{aligned}$$

Teilchen vorher in $|\lambda\rangle$
nachher in $|\lambda'\rangle$

Zusammengefasst:

$$\hat{H}_1 |u_1 \dots u_\lambda \dots\rangle = \sum_{\lambda \lambda'} \overbrace{\langle \lambda' | \hat{H}_1 | \lambda \rangle}^{\text{Matrixelement bezgl. der Basis } |\lambda_i\rangle} a_{\lambda'}^\dagger a_\lambda |u_1 \dots u_\lambda \dots u_{\lambda'} \dots\rangle$$

$$\hat{H}_1 = \left(\sum_i \hat{h}_1(r_i) \right) = \sum_{\lambda \lambda'} \langle \lambda' | \hat{H}_1 | \lambda \rangle a_{\lambda'}^\dagger a_\lambda$$

Matrixelement:
 $\langle \lambda' | \hat{H}_1 | \lambda \rangle = \int \psi_{\lambda'}^*(r) \hat{H}_1(r) \psi_\lambda(r) d^3r$

Speziell, falls $|\lambda\rangle$ Eigenzustände zu $\hat{h}_1(r_i)$ $\langle \lambda' | \hat{H}_1 | \lambda \rangle = \varepsilon_\lambda \delta_{\lambda \lambda'}$

$$\hat{H}_1 = \sum_\lambda \varepsilon_\lambda a_\lambda^\dagger a_\lambda$$

freier 1-Teilchen Hamiltonian (ohne ω)

Analog für 2-Teilchen Operator:

$$\hat{H}_{12} = \left(\frac{1}{2} \sum_{i,j} \hat{V}_{12}(r_i, r_j) \right) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda \lambda' \\ \mu \mu'}} \langle \lambda' \mu' | V_{12} | \lambda \mu \rangle a_{\lambda'}^\dagger a_{\mu'}^\dagger a_\mu a_\lambda$$

λ', μ' Zustände der 2 Teilchen nach ω
 λ, μ " " " vor ω

wobei

$$\langle \lambda' \mu' | V_{12} | \lambda \mu \rangle = \int \psi_{\lambda'}^*(r_1) \psi_{\mu'}^*(r_2) V_{12}(r_1, r_2) \psi_\lambda(r_1) \psi_\mu(r_2) d^3r_1 d^3r_2$$

5.3. Feldoperatoren

1. Quantisierung: $\psi(r)$ "klassisches" Wellenfeld (Lösung der Schrödingergleichung)
 Zerlegung nach Basisfunktionen (Anzahl der Basis)
 $\psi(r) = \sum_\mu a_\mu \psi_\mu(r)$

2. Quantisierung: Vertauschungsrelationen von Erzeuger und Vernichter Op. $\hat{a}_\mu^\dagger, \hat{a}_\mu$
 → Kommutator-Charakter des Wellenfeldes

$$\psi(r) = \langle r | \psi \rangle = \sum_\lambda \underbrace{\langle r | \lambda \rangle}_{\psi_\lambda(r)} \underbrace{\langle \lambda | \psi \rangle}_{\text{Besetzungszahl darstellbar}}$$

Erzeugungsoperator $\hat{\psi}^\dagger(r) := \sum_\lambda \psi_\lambda^*(r) \hat{a}_\lambda^\dagger$

Vernichtungsoperator $\hat{\psi}(r) := \sum_\lambda \psi_\lambda(r) \hat{a}_\lambda$

Teilchenzahloperator $\hat{N} := \int \hat{\psi}^\dagger(r) \hat{\psi}(r) d^3r$

Teilchendichtoperator $\hat{n}(r) := \hat{\psi}^\dagger(r) \hat{\psi}(r)$

Besetzungszahloperator $\hat{n}_\lambda := a_\lambda^\dagger a_\lambda$

- Vertauschungsrelationen übertragen sich vom Erzeuger + Vernichtler $a_\lambda^\dagger, a_\lambda$ auf Teiloperatoren

$$\begin{aligned} \text{Bosonum: } [\hat{\psi}(r), \hat{\psi}^\dagger(r')] &= \sum_{\lambda, \lambda'} \psi_\lambda(r) \psi_{\lambda'}^*(r') [\underbrace{a_\lambda, a_{\lambda'}^\dagger}_{\delta_{\lambda\lambda'}}] \\ &= \sum_{\lambda} \psi_\lambda(r) \psi_\lambda^*(r') \\ &= \delta(r-r') \end{aligned}$$

$$\text{Fermionum: } \{\hat{\psi}(r), \hat{\psi}^\dagger(r')\} = \delta(r-r')$$

Anti-Vertauschungsrelation

Operator der e-e-WW:

$$\hat{V}_{ee} = \int d^3r' d^3r \frac{\hat{\psi}^\dagger(r) \hat{\psi}^\dagger(r') \hat{\psi}(r') \hat{\psi}(r)}{4\pi\epsilon_0 |r-r'|}$$

5.4. Erwartungswerte in 2. Quantisierung

Erwartungswert im Vielteilchenzustand $|\psi\rangle_-$ Anti-Symm. Zustand

1. Teilchen Op

$$\langle \psi | \hat{H}_1 | \psi \rangle_- = \sum_{\lambda, \lambda'} \langle \lambda | \hat{h} | \lambda' \rangle \underbrace{\langle \psi | a_\lambda^\dagger a_\lambda | \psi \rangle}_-$$

kann aus Vakuumzustand mit Erzeuger-Op. gemittelt werden

$$= \sum_{\lambda, \lambda'} \langle \lambda | \hat{h} | \lambda' \rangle \langle 0 | a_k \dots a_j a_i \dots | a_\lambda^\dagger a_\lambda | a_i^\dagger a_j^\dagger \dots a_k^\dagger | 0 \rangle$$

↑
läuft hinweis auf Berechnung eines Produktes von Erzeugern + Vernichtlern unter Benützung der Vertauschungsrelationen:

$$\{a_e^\dagger a_e\} = \delta_{ee}$$

$$d_e^\dagger a_k = \delta_{ek} - a_k a_e^\dagger$$

Bsp.: 4-er Produkt

$$(I) \quad a_i a_j^\dagger a_k a_e^\dagger = -a_i a_j^\dagger a_e^\dagger a_k + \delta_{ee} a_i a_j^\dagger$$

$$= a_j^\dagger a_i a_e^\dagger a_k - \delta_{ij} a_e^\dagger a_k + \delta_{ee} a_i a_j^\dagger$$

$$= -a_j^\dagger a_e^\dagger a_i a_k + \delta_{ei} a_j^\dagger a_k - \delta_{ij} a_e^\dagger a_k + \delta_{ee} a_i a_j^\dagger$$

$$= -a_j^\dagger a_e^\dagger a_i a_k + \delta_{ei} a_j^\dagger a_k - \delta_{ij} a_e^\dagger a_k + \delta_{ee} \delta_{ij} - \delta_{ee} a_j^\dagger a_i$$

"alle Erzeuger links, Vernichtler rechts"

nun gilt

$$\langle 0 | a_i^\dagger a_j | 0 \rangle = 0$$

im Vakuumzustand kann nicht vernichtet werden

$$\Rightarrow \langle 0 | a_i a_j^\dagger a_k a_e^\dagger | 0 \rangle \stackrel{\text{mit (I)}}{=} 0 + 0 + 0 + 0 + \delta_{ee} \delta_{ij}$$

für $i=l$: $\langle i | a_j^\dagger a_k | i \rangle = \delta_{kj} \delta_{li}$

...

=> Für 2-Teilchen Op:

$$\langle \mathcal{N} | a_\lambda^\dagger a_\mu^\dagger a_\mu a_\lambda | \mathcal{N} \rangle = \overbrace{\langle \mathcal{N} | a_\mu^\dagger a_\mu | \mathcal{N} \rangle} - \langle a_\mu^\dagger a_\lambda \rangle \delta_{\mu\lambda} \langle a_\lambda^\dagger a_\lambda \rangle \delta_{\lambda\lambda} - \langle a_\mu^\dagger a_\lambda \rangle \delta_{\mu\lambda} \langle a_\lambda^\dagger a_\mu \rangle \delta_{\lambda\mu}$$

- exakt falls $|\mathcal{N}\rangle$ anti-symm. Produktzustand
- 2-Teilchen Erwartungswerte zerfallen in Produkte von 1-Teilchen Erwartungswerten.