

6.2 Meßwerte der Einzelmessung

zunächst

a) System im Eigenzustand von \hat{A} :

• $\psi(x,t) = \varphi_n(x)$ mit $\hat{A}\varphi_n = a_n\varphi_n$ (diskretes EW-Spektrum)

$$\rightarrow \langle \hat{A} \rangle = \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle = \underbrace{a_n}_{a_n \varphi_n} \underbrace{\langle \varphi_n | \varphi_n \rangle}_{=1} = a_n$$

$$(\Delta A)^2 = \langle \hat{A}^2 \rangle - \langle \hat{A} \rangle^2 = \langle \psi | \hat{A}^2 | \psi \rangle - a_n^2 = \underbrace{a_n^2}_{a_n^2 \varphi_n} - a_n^2 = 0$$

\Rightarrow a_n wird mit Sicherheit gemessen
 $\rightarrow a_n$ Meßwert (6.1)

b) allgemeiner Zustand

• Entwicke von VONS von Eigenzuständen der Observable \hat{A} :

disk. EW: $\hat{A}\varphi_n = a_n\varphi_n$

kont. EW: $\hat{A}\varphi_\lambda = \lambda\varphi_\lambda$

$$\rightarrow \psi(x,t) = \begin{cases} \sum_n c_n(t) \varphi_n(x), & c_n(t) \stackrel{(5.12)}{=} \langle \varphi_n | \psi(t) \rangle \\ \int d\lambda c_\lambda(t) \varphi_\lambda(x), & c_\lambda(t) \stackrel{(5.16)}{=} \langle \varphi_\lambda | \psi(t) \rangle \end{cases} \quad (6.2)$$

NB: VONS nötig \rightarrow Observable = \hat{A} mit VONS von EU

$$\langle \hat{A} \rangle = \begin{cases} \sum_n |c_n(t)|^2 a_n \\ \int d\lambda |c_\lambda(t)|^2 \lambda \end{cases} \quad (6.3)$$

Beweis: disk. EW!

$$\begin{aligned} \langle \hat{A} \rangle &= \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle = \langle \sum_n c_n \psi_n | \hat{A} | \sum_m c_m \psi_m \rangle \\ &= \sum_{n,m} c_n^*(t) c_m(t) \underbrace{\langle \psi_n | \hat{A} | \psi_m \rangle}_{= a_m \langle \psi_n | \psi_m \rangle} = \sum_n |c_n(t)|^2 a_n \quad \text{ged} \\ &= a_m \langle \psi_n | \psi_m \rangle = a_m \delta_{nm} \end{aligned}$$

→ Deutung:

1. $a_{n/\lambda}$... Meßwerte der einzelnen Messungen
 2. $|c_{n/\lambda}(t)|^2$... Wahrscheinlichkeit mit der
 - (i) $\psi_{n/\lambda}(r)$ in $\psi(r,t)$ auftritt
 - (ii) $a_{n/\lambda}$ gemessen wird
 3. Bei der Messung „kollabiert“ die Wellenfkt. nach der Eigenfkt. ψ_n zum gemessenen Eigenwert a_n .
- (6.4)

• Bsp:

$$\langle \hat{A} \rangle = \sum_n |c_n(t)|^2 E_n, \quad c_n(t) = \langle \psi_n | \psi(t) \rangle \quad (6.5)$$

$$\langle \hat{p} \rangle = \int d^3p \ p |\bar{\psi}(p,t)|^2, \quad \bar{\psi}(p,t) \stackrel{(5.7)}{=} \stackrel{(5.8)}{=} \langle \psi_p | \psi(t) \rangle \quad (6.6)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{r} \rangle &= \int d^3r_0 \ r_0 |\psi(r_0,t)|^2, \quad \psi(r_0,t) \stackrel{(5.10)}{=} \langle \psi_{r_0} | \psi(t) \rangle \\ &= \int d^3r \ \delta(r-r_0) \psi(r,t) \quad (6.7) \end{aligned}$$

$$\psi_{r_0}(r) = \psi_{r_0}(r) = \delta(r-r_0)$$

NB: $\psi(r,t)$ ist ψ projiziert auf die EV von \hat{r} !!!

• Heisenbergsche Unschärferelation: $\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$

(i) \hat{x} , \hat{p} haben keine gemeinsamen EV

(ii) Bsp: $\psi \sim \delta(x-x_0) \sim \int dp \ e^{\frac{i}{\hbar} p(x-x_0)} \rightarrow \Delta p = \infty$

→ alle p kommen mit gleicher Wahrscheinlichkeit vor

8. Lösungen der 1dim. (stationären) SG

• Grundgleichung:

$$1D: U(x) = U(x) \rightarrow \psi(x) = \psi(x)$$

$$\rightarrow SG: \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U(x) \right] \psi(x) = E \psi(x) \quad (8.1)$$

$$\psi''(x) = \frac{2m}{\hbar^2} [U(x) - E] \psi(x), \quad ' = \frac{d}{dx} \quad (8.2)$$

• Aussagen zu $\psi(x)$:

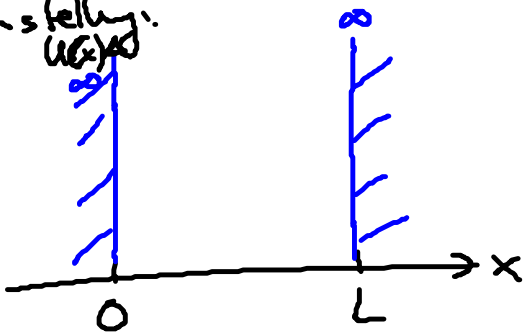
$$(i) \int |\psi(x)|^2 dx = 1 \left. \vphantom{\int} \right\} \psi(x) \text{ endlich} \quad (8.3)$$

$$(ii) \text{endliches } U(x) \xrightarrow{(8.2)} \psi''(x) \xrightarrow{\int \dots dx} \psi'(x) \xrightarrow{\int \dots dx} \psi(x) \dots \text{stetig, glatt}$$

• zur Illustration:

8.1 Unendlich tiefer Potentialtopf

• Problemstellung:
 $U(x)$



Beschränkung des Teilchens
auf endl. Potential:

$$\psi(x) \neq 0 \text{ für } x \in (0, L)$$

• Idealisierung: „scharfe“ Potentialkante $U_0 \gg E$

• Eigenwertproblem: (8.1/2)

$$\rightarrow \left[\begin{aligned} \psi''(x) + k^2 \psi(x) &= 0, \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \\ \psi(0) = \psi(L) &= 0 \dots \text{Randbed.} \end{aligned} \right] \quad (8.4)$$

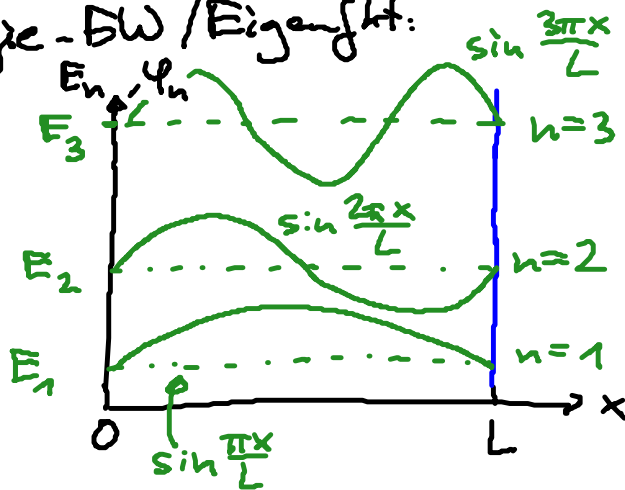
Lsg. \rightarrow Eigenfktn.: $\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k_n x$, $k_n = \frac{\pi}{L} n$, $n=1,2,\dots$ (8.5)
 Energie-EW: $E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar \pi}{L}\right)^2 n^2$

Bem: (i) $\sin(\dots)$ löst (8.4), diskrete k_n wegen Randbed./endl. Vol.

\rightarrow diskretes Spektrum von E_n

(ii) $\langle \Psi_n | \Psi_m \rangle = \delta_{nm}$ ($n \neq m \rightarrow$ Normierungsfaktor $\sqrt{\frac{2}{L}}$)

Energie-EW / Eigenfkt:



Bemerkungen:

1. Lokalisiertes = gebundenes Teilchen \rightarrow diskrete Energie-EW
 = " " - Messwerte

2. $n=1, 2, \dots$ Quantenzahl des Systems \neq klass. Teilchen

3. $n=1 \dots$ Grundzustand, wird erreicht durch Abstrahlung von Energie / Photonen

4. $E_1 = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar \pi}{L}\right)^2 \neq 0$... Nullpkt. energie
 nötig damit Heisenbergsche Unschärferelation erfüllt ist.

$$\text{denn: } \langle \hat{p} \rangle \stackrel{(4.33)}{=} \langle \psi_1 | \hat{p} | \psi_1 \rangle = 0$$

$$\Delta p = \sqrt{\langle \hat{p}^2 \rangle} = \sqrt{\langle 2m\hat{A} \rangle} = \sqrt{2mE_1} = \frac{\hbar\pi}{L}$$

$$\langle \hat{x} \rangle = \frac{L}{2}$$

$$\Delta x = \sqrt{\langle (\hat{x} - \frac{L}{2})^2 \rangle} \stackrel{\text{ob.}}{=} L \sqrt{\frac{1}{12} - \frac{1}{24}} \approx 0.18L$$

$$\Delta x \Delta p \approx 0.18\pi\hbar > \frac{\hbar}{2}!$$

5. Energie-EW diskret, aber kontinuierlichen $\langle E \rangle$:

$$\text{Bsp. } \psi(x,t) = c_1 \psi_1(x) e^{-iE_1 t/\hbar} + c_2 \psi_2(x) e^{-iE_2 t/\hbar}$$

$$, \langle \psi | \psi \rangle = |c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$$

$$\rightarrow \langle E \rangle = \langle \hat{H} \rangle = |c_1|^2 E_1 + |c_2|^2 E_2$$

$$= E_1 + |c_2|^2 (E_2 - E_1) \geq E_1$$

$$(\Delta E)^2 = \langle \hat{H}^2 \rangle - \langle \hat{H} \rangle^2 = (E_2 - E_1)^2 (|c_2|^2 - |c_2|^4) \geq 0$$