1.5. Illustration der Bornschen Interpretation

Bornsche Interpretation mit Blick auf Experimente:

i) Schaffung einer Anfangsbedingung t_0

ii) Ausbreitung t

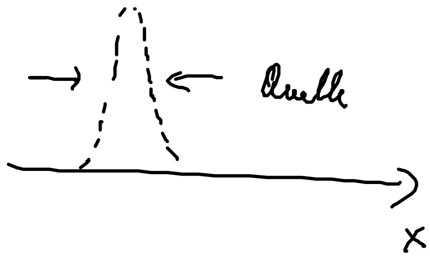
iii) Messung $t_{Meß}$

a) Wellenpaket aus letzter VL

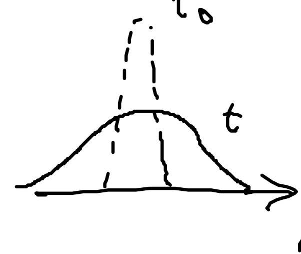
(i) kann eigentlich erst später beschrieben (Elektronenemission)

(ii) Berechng. nach Schrödingergl.

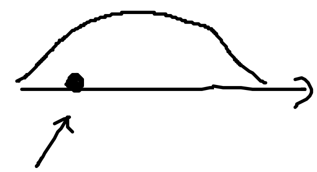
(iii) Registrierung Photoplatte



Stärke einer Quelle
lokalisiert



$t < t_{mess}$



1 Punkt pro Elektron
auf Platte

$t = t_{mess}$ groß

Histogramm

für lange Belichtungszeit bildet sich die
$|\psi(\vec{r},t)|^2$ nach

offensichtlich erfolgt Ausbreitung nach
Schrödingergleichung (Welle) aber
die Detektion ist punktförmig (Teilchen)
nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen

b) Interferenz am Doppelspalt

wieder findet die Ausbildg. der Verteilg. nur bei mehrmaliger Wiederholung d. Versuchs statt

- offensichtlich sind nur Wahrscheinlichkeitsaussagen mögl. grundsätzlich anders als in klassischer Mechanik
- vielfaches Experiment nötig
- oben Experiment: Teilchen werden mit geringer Dichte ausgesandt und beeinflussen sich nicht

$\Rightarrow$ $\Psi(\vec{r}, t)$ kann den einzelnen Elektron zugeordnet werden, <u>Sprechweise</u>: Elektron befindet sich im Zustand $\Psi(\vec{r}, t)$.

<u>Kopenhagener Interpretation</u> (Heisenberg, Bohr 1927)

1) Die Wellenfunktion gibt vollständigst mögliche Information des Quantenzustands wieder.

2) Die Übertragung eines einzelnen Quants auf die Messapparatur (makroskopisch) ist unkontrollierbar (und nicht analysierbar.) → es $\exists$ Verfeinerungen

3) Prinzipiell nur Wahrscheinlichkeitsaussagen mgl.

2. Erste Aspekte des Operatorformalismus

2.1. Impulsoperator in Ortsdarstellung

bisher: $$\langle \vec{p} \rangle = \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \, |\hat{\psi}(\vec{p}, t)|^2 \, \vec{p}$$

allg. Definition f. Impulsmittelwert

in Zukunft alles mit $\psi(\vec{r}, t)$ berechnen.

(bzgl 3: 3d.-Raum)

$$\langle \vec{p} \rangle = \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \, \underline{\hat{\psi}^*(\vec{p}, t)} \, \vec{p} \, \hat{\psi}(\vec{p}, t)$$

$$= \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \underline{\int d^3r' \, e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}'/\hbar} \, \psi^*(\vec{r},t)} \; \vec{p} \; \underbrace{\int d^3r \, e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} \, \psi(\vec{r},t)}_{*}$$

$$* = \int d^3r \left(-\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla}_r \, e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} \right) \psi(\vec{r},t)$$

jetzt partiell integrieren

$$= \int d^3r \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla}_r \, \psi(\vec{r},t) \right) e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar}$$

$$- \frac{\hbar}{i} \, e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} \, \psi(\vec{r},t) \Big|_{-\infty}^{+\infty}$$

nach Born normierbar

ganzer Raum

da $\psi(\vec{r} \to \pm\infty, t) = 0$

$$\langle \vec{p} \rangle = \int d^3r \int d^3r' \, \psi^*(r,t) \, \frac{\hbar}{i} \vec{\nabla}_r \, \psi(\vec{r},t) \cdot \underbrace{\int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \, e^{i(\vec{r}-\vec{r}')\cdot\vec{p}/\hbar}}_{\delta(\vec{r}-\vec{r}')}$$

$$\boxed{\langle \vec{p} \rangle = \int d^3r \, \psi^*(\vec{r},t) \, \frac{\hbar}{i} \vec{\nabla}_r \, \psi(\vec{r},t)}$$

gibt den Mittelwert (Erwartungswert) des Impulses an

$\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r$ kann als Impulsoperator interpretiert werden

und die Formel berechnet den Mittelwert dieser Größe

Vorgriff auf generelles Prinzip:

QM ordnet meßbaren Größen Operatoren zu und

gibt ein Formalismus z. Berechng. der Mittelwerte etc.

2.2. Einige Operatoren

a) Impuls

$$\vec{p} \longrightarrow \underline{\vec{p}} = \frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r \qquad \text{Impulsoperator}$$

b) Ort

$$\vec{r} \longrightarrow \underline{\vec{r}} = \vec{r} \qquad \text{Ortsoperator}$$

c) kinetische Energie

$$E_{kin} = \frac{\vec{p}^{\,2}}{2m} \longrightarrow \frac{\underline{\vec{p}}^{\,2}}{2m} = \frac{\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r \cdot \frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r}{2m} = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} \qquad \text{kinet. E-Operator}$$

d/ Hamiltonfunktion (konservativ)

$$H = E_{kin} + V \longrightarrow -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + V(\underline{r}) \equiv \underline{H}$$ Hamiltonoperator

e/ naheliegende Verallgemeinerung der Schrödingergleichung:

$$i\hbar\, \partial_t \Psi = \underbrace{\frac{\left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r\right)^2}{2m}}_{\text{kin. En. Operator}} \Psi$$

$$\boxed{i\hbar\, \partial_t \Psi(\vec{r},t) = \underline{H}\, \Psi(\vec{r},t)}$$

allgemeinste Form der Schrödingergleichung.

$$\underline{H} = H\left(\vec{p} = \frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r \,,\, \vec{r}\right)$$

klassische H-Funktion

f/ Gesamtenergie

$E = H$, legt Energieoperator „$i\hbar\,\partial_t$" nahe.

$$\Downarrow$$

$$\underline{E}\,\Psi = \underline{H}\,\Psi$$

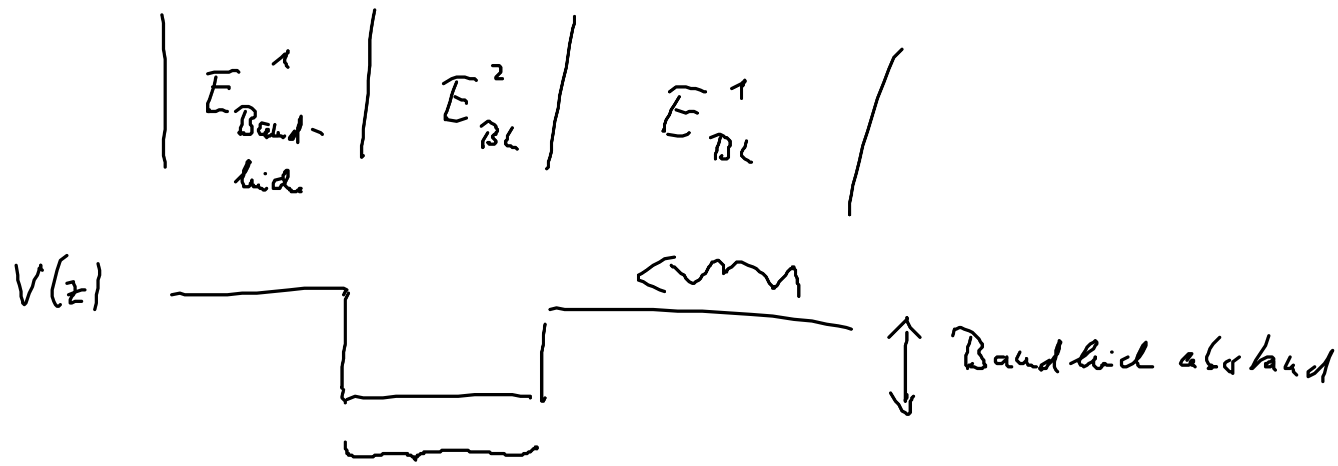
2.3. Beispiele f. Hamiltonoperatoren

a) Teilchen im Potential

$$H = \frac{\vec{p}^{\,2}}{2m} + V(\vec{r}) \longrightarrow i\hbar\,\partial_t \psi(\vec{r},t) = \underbrace{\left(-\frac{\hbar^2\Delta}{2m} + \underline{\underline{V(\vec{r})}}\right)}_{\underline{H}} \psi(\vec{r},t)$$

Wellenpakete unter Einfluß von $V(\vec{r})$

z.B. <u>Halbleiterlaser</u>



$50\,\text{Å} \sim$ de Broglie $\rightarrow$ Quantengraben

Design von Eigenschaften d. emittierten Lichts

b) Vielteilchen-Hamiltonoperator

z.B. Atome, Moleküle enthalten viele Teilchen (N)

$$H = \sum_{i=1}^{N} \frac{\vec{p}_i^{\,2}}{2m_i} + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N)$$

$$\hookrightarrow \quad \underline{H} = \sum_{i=1}^{N} \frac{\left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_i\right)^2}{2m} + \frac{1}{2}\,\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_{i \neq j}^{N,N} \frac{q_i \cdot q_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

$$\Psi : \quad \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots \vec{r}_N)$$

c) Teilchen in elektromagn. Feldern

Elektrodynamik:

$$\vec{E} = -\partial_t \vec{A} - \vec{\nabla}_r \phi$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

$$\vec{A} = \vec{A}(\vec{r}, t)$$

$$\phi = \phi(\vec{r}, t)$$

$\vec{p} \to \vec{p} - q\vec{A}$, potentielle Energie: $q\phi$

$$H = \frac{1}{2m}\left(\vec{p} - q\vec{A}\right)^2 + q\phi$$

$$\underline{H} = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}_r - q\vec{A}\right)^2 + q\phi$$

zunächst klassische Größe

(ebene Welle etc.)

Quantenelektrodynamik quantisiert <u>auch</u> das elektromagnetische Feld
QED

2.4. Kontinuitätsgleichung für die Wahrscheinlichkeitsdichte

Welche Bewegungsgleichung erfüllt die Wahrscheinlichkeitsdichte?

$$\rho(\vec{r},t) = |\psi(\vec{r},t)|^2 = \psi^*(\vec{r},t)\cdot\psi(\vec{r},t)$$

$$\partial_t\,\rho(\vec{r},t) = \underbrace{(\partial_t\psi^*)\,\psi + \psi^*\,\partial_t\psi}_{*} \qquad \dot{\psi} = \partial_t\psi$$

Schrödingergleichung verwenden (Potential V)

$$\dot{\psi} = -\frac{\hbar}{i2m}\Delta\psi + \frac{V}{i\hbar}\psi \qquad \Big|\ \psi^*\cdot$$

$$\dot{\psi}^* = \frac{\hbar}{i2m}\Delta\psi^* - \frac{V}{i\hbar}\psi^* \qquad \Big|\ \cdot\psi$$

* dann addieren

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{r},t) = \frac{\hbar}{2mi}\left(\left(\vec{\nabla}_r^{\,2}\psi^*\right)\psi - \psi^*\left(\vec{\nabla}_r^{\,2}\psi\right)\right)$$

ÜA

$$= -\vec{\nabla}_r \cdot \underbrace{\left\{ \frac{\hbar}{2mi} \left[\psi^* \left(\vec{\nabla}_r \psi \right) - \left(\vec{\nabla}_r \psi^* \right) \psi \right] \right\}}_{\equiv \vec{j}}$$

als Wahrscheinlichkeitsstromdichte

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r},t) + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r},t) = 0}$$

Kontinuitätsgleichung der Wahrscheinlichkeit

Bemerkungen: a) es läßt sich keine geschlossene Gleichg. f. $\rho = |\psi|^2$ ableiten, denn $\vec{j}$ enthält ψ und nicht nur ρ.

b) $\vec{j}$ wird als Wahrscheinlichkeitsstromdichte interpretiert

$$\vec{j} = \frac{1}{2} \left(\psi^* \underbrace{\frac{\vec{p}}{m}}_{\sim \text{Geschwindigkeit}} \psi - \psi \frac{\vec{p}}{m} \psi^* \right)$$

c/ Integration über Volumen

\+ Satz v. Gauß :

$$\dot{W} = -\oint\!\!\!\oint_{\partial V_0} d\vec{A}\cdot\vec{j}$$

$$W = \iiint_{V_0} dV \; \rho(\vec{r},t)$$