

Skript QT2

24. Juni 2021

Inhaltsverzeichnis

0	Grundstruktur der Quantenmechanik	3
0.1	Postulate	3
0.2	Ortsraum, Teilchen in 1D	3
1	Relativistische Quantenmechanik	4
1.1	Kontinuierliche Symmetrien (Bsp. Rotationsinvarianz)	4
1.1.1	Drehungen in 3D	4
1.1.2	Darstellungen	4
1.1.3	Drehungen in der Quantenmechanik	5
1.2	Lorentzinvarianz	6
1.2.1	Lorentzgruppe	6
1.2.2	Darstellungen	6
1.2.3	Diracspinoren und γ -Matrizen	7
1.3	Überblick über relativistische Wellengleichungen	7
1.3.1	Klein-Gordon-Gleichung	8
1.3.2	Dirac-Gleichung	9
1.4	Physik und Lösungen der Diracgleichung	10
1.4.1	Freie Lösungen, Impuls-/Spin-Eigenzustände	10
1.4.2	Mehr zum Drehimpuls	11
1.4.3	Kopplung ans elektromagnetische Feld	12
1.4.4	Nichtrelativistischer Limes	12
1.4.5	Weitere Konsequenzen: Spin-Bahn-Kopplung	14
2	Ununterscheidbare Teilchen	
	Bosonen und Fermionen	18
2.1	Unterscheidbare Teilchen	18
2.1.1	Zustände	18

2.1.2	Observablen/Operatoren	19
2.2	Identische/Ununterscheidbare Teilchen	19
2.2.1	Prinzipien	19
2.2.2	Zustände	20
2.3	Einfache Anwendungen	22
2.3.1	Grund- und angeregte Zustände	22
2.3.2	Direkter Prozess vs. Austauschterm	23
2.3.3	Wasserstoffmolekül H_2	24
2.4	Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren	26
2.4.1	Fock-Raum	26
2.4.2	Erzeuger/Vernichter für Bosonen	26
2.4.3	Erzeuger/Vernichter für Fermionen	27
2.4.4	Besetzungszahldarstellung	28
2.4.5	Formulierung von Observablen	29
2.4.6	Kurz-Überblick über Anwendungen	31
2.5	Ortsraum, Impulsraum, QFT (Spin=0)	32
2.5.1	Zur Interpretation der letzten Ergebnisse	32
2.5.2	Ortsraum	32
2.5.3	Quantenfeldtheorie und Ortsraum	33
2.5.4	Quantenfeldtheorie und Impulsraum	36
2.5.5	Relativistische Quantenfeldtheorie	36
2.5.6	Ausblick auf QFT für Vielteilchensysteme	38
3	Streutheorie	39
3.1	Grundbegriffe	39
3.1.1	Motivation	39
3.1.2	Übersicht	39
3.1.3	Grundstruktur der 3-dimensionalen Streuung (nichtrelativisch, elastisch)	40
3.2	Detail-Analyse der Potentialstreuung	41
3.2.1	Differentialgleichung, Greenfunktion, Integralgleichung	41
3.2.2	Bornsche Näherung	42

Kapitel 0

Grundstruktur der Quantenmechanik

0.1 Postulate

Essenz: Doppelspaltexperiment / Stern-Gerlach-Experiment

Zustand: eindeutig / maximal präpariertes physikalisches System, reproduzierbares Verhalten, eindeutige Zeitentwicklung. Beschreibung durch $|\psi\rangle$ eines Hilbertraums. Linearkombinationen erlaubt!

Observablen: Operatoren \hat{A} (hermitesch, da reelle Eigenwerte \leftrightarrow mögliche Messwerte)

Wahrscheinlichkeit: Für ein Messergebnis a_n ist die Wahrscheinlichkeit $|\langle a_n | \psi \rangle|^2$ (normierte Zustände).

Erwartungswert: (Korollar) $\langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle$

Zeitentwicklung: \hat{H} (Hamiltonoperator), \hat{H} sei nicht expl. zeitabh.

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \psi_1 | \hat{A} | \psi_2 \rangle = \langle \psi_1 | [\hat{A}, \hat{H}] | \psi_2 \rangle$$

Schrödinger-Bild

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle$$

Heisenberg-Bild

$$|\psi_H\rangle = e^{i\hat{H}t} |\psi(t)\rangle$$

$$\hat{A}_H(t) = e^{i\hat{H}t} \hat{A} e^{-i\hat{H}t}$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{A}_H(t) = [\hat{A}_H(t), \hat{H}]$$

0.2 Ortsraum, Teilchen in 1D

Operatoren \hat{x} , \hat{p} , $[\hat{x}, \hat{p}] = i\hbar$.

EZe: $|x\rangle$, $|p\rangle$ (bilden jeweils Basis)

Wellenfunktionen: $\psi(x) := \langle x | \psi \rangle$, $\tilde{\psi}(p) := \langle p | \psi \rangle$

Kapitel 1

Relativistische Quantenmechanik

1.1 Kontinuierliche Symmetrien (Bsp. Rotationsinvarianz)

Frage: Was ist Drehimpuls?

1.1.1 Drehungen in 3D

(\rightarrow Liegruppe $SO(3)$)

Aktive Drehung: Bsp. $\mathbf{v}' = R_z(\theta)\mathbf{v}$ (Drehung um Winkel θ um z -Achse)

Infinitesimale Drehungen, $\theta = \varepsilon \rightarrow 0$:

$$R_z(\varepsilon) = \mathbf{1} - i\varepsilon \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \mathbf{1} - i\varepsilon \ell_z$$

$$\ell_z = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \ell_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \ell_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\ell_k)_{i,j} = -i\varepsilon_{ijk}$$

“Generatoren der zugehörigen Lie-Algebra”

Charakteristische Kommutatorrelation: $[\ell_i, \ell_j] = i\varepsilon_{ijk}\ell_k$

Endliche Drehungen: $R_z(\theta) = \exp(-i\theta\ell_z)$

1.1.2 Darstellungen

Eine Darstellung einer Gruppe ist eine Zuordnung: $R \mapsto D(R) = \text{Matrix} / \text{linearer Operator}$, mit

$$D(R_1 R_2) = D(R_1) D(R_2)$$

Physikalische Idee: Viele physikalische Größen \rightarrow angeben, wie sie sich unter Drehungen verhält.

- Impuls: $\mathbf{p} \mapsto \mathbf{p}' = R\mathbf{p}$
- Energie: $E \mapsto E' = E = D(R)E$ mit $\forall R : D(R) = 1$

- Ladung: $Q \mapsto Q' = Q$
- Dichte: $\rho \mapsto \rho' : \rho'(R\mathbf{x}) = \rho(\mathbf{x})$
- Quantenzustand $|\psi\rangle \mapsto |\psi'\rangle = \hat{D}(R)|\psi\rangle$

Generatoren für Darstellungen: $\theta = \varepsilon \rightarrow 0$

$$D(R_z(\varepsilon)) = \mathbf{1} - i\varepsilon J_z \quad (\text{Analog für } x, y)$$

mit Operatoren J_x, J_y, J_z wie $D(R_z(\varepsilon))$, diese sind spezifisch für die Darstellung.

$$D(R_z(\theta)) = \exp(-i\theta J_z)$$

$$[J_i, J_j] = i\varepsilon_{ijk} J_k$$

Die Generatoren jeder Darstellung erfüllen dieselben Vertauschungsrelationen.

1.1.3 Drehungen in der Quantenmechanik

Darstellung von Drehungen:

$$\hat{D}(R_k(\theta)) : |\psi\rangle \mapsto |\psi'\rangle = \hat{D}(R_k(\theta))|\psi\rangle$$

Gruppenstruktur:

$$\hat{D}(R_1 R_2) = \hat{D}(R_1) \hat{D}(R_2)$$

Falls Symmetrie:

$$\langle \psi' | \phi' \rangle = \langle \psi | \phi \rangle \Leftrightarrow \langle \psi | \hat{D}^\dagger \hat{D} | \phi \rangle$$

$\hat{D}(R)$ ist ein *unitärer* Operator. $[\hat{D}(R), H] = 0$.

Infinitesimale Drehung:

$$\hat{D}(R_k(\varepsilon)) = \mathbf{1} - i\varepsilon \hat{J}_k$$

Falls Symmetrie:

$$[\hat{J}_k, \hat{H}] = 0 \quad [\hat{J}_i, \hat{J}_j] = i\varepsilon_{ijk} \hat{J}_k$$

Per Definition: $\hat{\mathbf{J}}$ ist Drehimpuls dieser Quantentheorie.

Konsequenzen bei solchen $\hat{\mathbf{J}}$ -Operatoren: (QT1)

$$[\hat{J}_z, \hat{\mathbf{J}}] = 0 \quad \hat{J}_\pm = \hat{J}_x \pm i\hat{J}_y$$

Mögliche Eigenzustände: $|j, m\rangle$ mit $j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$ und $m = -j, \dots, j$

Einfachste nicht-triviale Darstellung: $j = \frac{1}{2}$, d.h. 2-Zustandssystem $|\pm\rangle := |j = \frac{1}{2}, m = \pm\frac{1}{2}\rangle$.

$$|\psi\rangle = \psi_+|+\rangle + \psi_-|-\rangle$$

$$\psi \xrightarrow{R_k(\theta)} \psi' = \left(\mathbf{1} - i\theta \frac{\sigma_k}{2} \right) \psi$$

mit Pauli-Matrizen σ_k .

1.2 Lorentzinvarianz

1.2.1 Lorentzgruppe

Drehungen: $(t, \mathbf{r}) \mapsto (t, R(\mathbf{r}))$

Boosts in x-Richtung:

$$\begin{pmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \cosh \beta & \sinh \beta & 0 & 0 \\ \sinh \beta & \cosh \beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Generatoren: ℓ_x, ℓ_y, ℓ_z wie gehabt. Boosts: $\Lambda_x(\beta) = \mathbf{1} - i\beta k_x + \mathcal{O}(\beta^2)$

$$k_x = i \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad k_y = i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad k_z = i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

6 Generatoren: Vertauschungsrelationen (und zyklisch):

$$[\ell_x, \ell_y] = i\ell_z$$

$$[k_x, k_y] = -i\ell_z$$

$$[\ell_x, k_y] = ik_z$$

1.2.2 Darstellungen

Def. Darstellung: Matrizen/Operatoren J_i, K_i , mit $[J_x, J_y] = iJ_z$, $[K_x, K_y] = -iJ_z$, $[J_x, K_y] = iK_z$.

Triviale Darstellung: $J_i = 0, K_i = 0$

Spin $\frac{1}{2}$: $J_i = \sigma^i/2$, $K_i = -i\sigma^i/2$. Die Elemente des 2D Darstellungsraumes nennt man *linkshändige Weyl-Spinoren*. (Andere Variante mit $K_i = +i\sigma^i/2$: Elemente sind *rechtshändige Weyl-Spinoren*)

Partitt/Raumspiegelung P : $\mathbf{x} \mapsto -\mathbf{x}$, $\mathbf{p} \mapsto -\mathbf{p}$, $\mathbf{J} \mapsto \mathbf{J}$, $\mathbf{K} \mapsto -\mathbf{K}$. Falls P -Transformation genutzt werden soll, sind beide Darstellungen nötig \Rightarrow 4D komplexer Spinorraum aus *Dirac-Spinoren* notwendig.

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_\alpha \\ \overline{\psi}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}$$

Darstellung für Diracspinoren:

$$J_i = \begin{pmatrix} \frac{\sigma^i}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\sigma^i}{2} \end{pmatrix} \quad K_i = \begin{pmatrix} -i\frac{\sigma^i}{2} & 0 \\ 0 & i\frac{\sigma^i}{2} \end{pmatrix}$$

Diracspinoren: 4-komponentige komplexe Spinoren. Einfachste Darstellung mit P -Transformation.

Lorentztransformationen und Darstellungen:

$$\Lambda^\mu{}_\nu = \delta^\mu{}_\nu + \omega^\mu{}_\nu$$

(mit infinitesimalem und antisymmetrischem $\omega^{\mu\nu}$ (wenn beide Indizes oben!), z.B Drehung, Boost)

$$\Lambda = \mathbf{1} - \frac{i}{2} \omega^{\mu\nu} L_{\mu\nu}$$

mit $L_{ij} = -L_{ji} = \varepsilon_{ijk} \ell_k$ und $L_{i0} = -L_{0i} = k_i$

Für eine Darstellung S :

$$S(\Lambda) := \mathbf{1} - \frac{i}{2} \omega^{\mu\nu} L_{\mu\nu}$$

1.2.3 Diracspinoren und γ -Matrizen

$\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4) =$ komplexer Diracspinor.

Def γ -Matrizen: $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \mathbf{1}$

Weyl-Form:

$$\gamma^0 := \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{1}_2 \\ \mathbf{1}_2 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^i \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}$$

Die Generatoren \mathbf{J} , \mathbf{K} lassen sich so ausdrücken:

$$S_{\mu\nu} = \frac{i}{4} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

Dies reproduziert die Darstellungsmatrix $L_{\mu\nu}$ der Lorentztransformation.

$$\gamma^{\mu\dagger}: \gamma^{0\dagger} = \gamma^0, \gamma^{i\dagger} = -\gamma^i = \gamma^0 \gamma^i \gamma^0$$

$$S^\dagger_{\mu\nu} = \gamma^0 S_{\mu\nu} \gamma^0$$

$$S^{-1}(\Lambda) = \mathbf{1} + \frac{i}{2} \omega^{\mu\nu} S_{\mu\nu} = \gamma^0 S^\dagger(\Lambda) \gamma^0$$

Def *Adjungierter Spinor*: $\bar{\psi} := \psi^\dagger \gamma^0$

Lorentz:

$$\psi \mapsto S(\Lambda) \psi$$

$$\bar{\psi} \mapsto \bar{\psi} S^{-1}(\Lambda)$$

$$\bar{\psi} \psi \mapsto \bar{\psi} \psi$$

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \psi \mapsto \Lambda^\mu{}_\nu \bar{\psi} \gamma^\nu \psi$$

$$S^{-1}(\Lambda) \gamma^\mu S(\Lambda) = \Lambda^\mu{}_\nu \gamma^\nu$$

1.3 Überblick über relativistische Wellengleichungen

Welche Gleichungen wären erlaubt durch Lorentzinvarianz?

Notation:

- 4-Vektoren: $(x^\mu) = (t, \mathbf{x})$, $(p^\mu) = (E, \mathbf{p})$
- Lorentzinvarianten sind Skalarprodukte, z.B. $p^\mu p_\mu = E^2 - \mathbf{p}^2 =: m^2$

- Ableitungen: $\partial_\mu = (\frac{\partial}{\partial x^\mu}) = (\partial_t, \nabla)$, $\square = \partial_\mu \partial^\mu = \partial_t^2 - \Delta$
- Elektrodynamik: $j^\mu = (\rho, \mathbf{j})$, $\partial_\mu j^\mu = 0$, $A^\mu = (\phi, \mathbf{A})$, $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$
Maxwell: $\partial_\mu F^{\mu\nu} = \mu_0 j^\nu$, homogene Gleichung automatisch durch Potentiale erfüllt.
Lorentz-Transf.: $x'^\mu = \Lambda^\mu{}_\nu x^\nu$, $j'^\mu(x') = \Lambda^\mu{}_\nu j^\nu(x)$

1.3.1 Klein-Gordon-Gleichung

$\phi(x)$ sei Skalarfeld ($\phi \mapsto \phi'$ mit $\phi'(x') = \phi(x)$).

$$\square \phi(x) + m^2 \phi(x) = 0$$

Interpretation?

- Einfachste relativistische Differentialgleichung
- “erraten aus QM” (mit QM Ersetzungsregeln $E \rightarrow i\partial_t$, $\mathbf{p} \rightarrow -i\nabla$)
- Nichtrelativistischer Limes: ein Teilchen, $E \approx m + \text{Korrektur}$. Ansatz:

$$\psi(\mathbf{x}, t) = e^{-imt} \psi_{n.r.}(\mathbf{x}, t)$$

$$\Rightarrow \partial_t^2 \psi = (-2im\partial_t \psi_{n.r.} - m^2 \psi_{n.r.} + \mathcal{O}(\ddot{\psi})) e^{-imt}$$

$$\Rightarrow 2im\partial_t \psi_{n.r.} = -\Delta \psi_{n.r.}$$

- Klassische Feldgleichung:

$$\mathcal{L}_{KG} = (\partial^\mu \phi^*)(\partial_\mu \phi) - m^2 \phi^* \phi$$

Euler-Lagrange:

$$0 = \partial_\rho \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\rho \phi^*)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^*}$$

Rolle als QM Wellengleichung für ein Teilchen in Ortsdarstellung:

Schrödinger-Gleichung nicht-relativistisch: $i\partial_t \psi = -\frac{\Delta}{2m} \psi$

Klein-Gordon-Gleichung: $-\partial_t^2 \phi = (-\Delta + m^2) \phi$

Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte: Suche $(j^\mu) = (\rho, \mathbf{j})$ mit Kontinuitätsgleichung $\partial_\mu j^\mu = 0$:

$$\phi^*(\square + m^2)\phi - \phi(\square + m^2)\phi^* = 0$$

$$= \partial_\mu [\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*]$$

Definiere 4-Stromdichte:

$$j^\mu = \frac{i}{2m} [\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*]$$

$$\Rightarrow \mathbf{j} = -\frac{i}{2m} [\phi^* \nabla \phi - \phi \nabla \phi^*]$$

$$\Rightarrow \rho = \frac{i}{2m} [\phi^* \partial_t \phi - \phi \partial_t \phi^*]$$

Interpretation

- ρ ist nicht positiv definit! $\rho < 0$ möglich! Also kann ρ nicht als Aufenthaltswahrscheinlichkeit interpretiert werden.
- Lösungen: $\phi \sim e^{-iEt+i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$: $\rho = \frac{E}{m} > 0$, $\rho \sim e^{+iEt-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$: $\rho = -\frac{E}{m} < 0$: negative Energie möglich!?
- Idee: KG-Gl. beschreibt zwei Teilchentypen (Teilchen + Antiteilchen) mit entgegengesetzten Ladungen. Interpretiere ρ als elektrische Ladungsdichte.

1.3.2 Dirac-Gleichung

$\psi(x)$ sein "Dirac-Spinorfeld" d.h. $\psi \mapsto \psi'$ mit $\psi'(x') = S(\Lambda)\psi(x)$.

$$S(\Lambda) = \mathbf{1}_4 - \frac{i}{2}\omega^{\mu\nu}S_{\mu\nu}$$

$$S_{\mu\nu} = \frac{i}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}\mathbf{1}_4$$

Dirac-Gleichung:

$$\boxed{(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)\psi = 0}$$

Interpretation:

- nicht einfachste Differenzialgleichung
- erraten von Dirac: gewünscht "Wurzel aus KG-Gleichung" (Herleitung \curvearrowright Lit.)
- $\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)\psi$
- Adjungierte Dirac-Gl. $i\partial_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu + m\bar{\psi} = 0$
 $\Rightarrow \partial_\mu(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0$
- Def. $j^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$, $\rho = \psi^\dagger\psi$ ist positiv-definit

Vollständige Darstellung der Lorentztransformationen

$$\psi'(x) = S(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x) = (\mathbf{1} - \frac{i}{2}\omega^{\mu\nu}S_{\mu\nu})\psi(x - \omega x)$$

und

$$\psi' = (\mathbf{1} - \frac{i}{2}\omega^{\mu\nu}\hat{J}_{\mu\nu})\psi$$

(\hat{J} Generatoren der Darstellung der Lorentz-Algebra auf dem Fkt.-Raum der Spinorfelder)

$$\Rightarrow \hat{J}_{\mu\nu} = i(x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu) + S_{\mu\nu}$$

$$\hat{J}_{\mu\nu} = \hat{L}_{\mu\nu} + S_{\mu\nu}$$

Analog zur KG-Gl. treten Inkonsistenzen auf, wenn man Diracgl. als 1-Teilchen-Theorie auffasst. Die Probleme sind ähnlich aber nicht gleich.

1.4 Physik und Lösungen der Diracgleichung

1.4.1 Freie Lösungen, Impuls-/Spin-Eigenzustände

Dirac-Gleichung: $(i\not{\partial} - m)\psi = 0$

Gesamt-Drehimpuls: $\hat{J}_{ij} = \hat{L}_{ij} + S_{ij}$. Spin-EZ: $\pm \frac{1}{2}$

Ansatz: $\psi(x) = w(p)e^{\mp i p x}$ (mit $p x = p_\mu x^\mu$)

$$\Rightarrow (\pm \not{p} - m)w(p) = 0$$

Eigenwertgleichung für \not{p} !

Beachte: $\not{p}^2 = p^\mu \gamma_\mu p^\nu \gamma_\nu = p^\mu p^\nu \gamma_\mu \gamma_\nu = \frac{1}{2} p^\mu p^\nu \{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = p^2 \mathbf{1}$

D.h. \not{p} hat EWe $\pm \sqrt{p^2}$ vermutlich je 2-fach entartet. Nicht-triviale Lösung der EW-Gl. für $p^2 = m^2$
 \rightarrow Teilchen mit Ruhemasse m beschrieben.

Bezeichnungen der Lösungen

$$(\not{p} - m)u(p, s) = 0$$

$$(\not{p} + m)v(p, s) = 0$$

Beispiel: $p^2 = m^2$, $(p^\mu) = (E, 0, 0, p_z)$ in z -Richtung, $E^2 = p_z^2 + m^2$.

$$\not{p} = p^\mu \gamma_\mu = E \gamma_0 + p_z \gamma_3 = E \gamma^0 - p_z \gamma^3 = \begin{pmatrix} \mathbf{1}E & -p_z \sigma^3 \\ p_z \sigma^3 & -\mathbf{1}E \end{pmatrix}$$

Es gilt $[\not{p}, S_{12}] = 0$, d.h. \not{p} und S_z haben simultane Eigenzustände. (allg. \not{p} und $\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{S}}{|\mathbf{p}|} =$ Helizitätsoperator simultan Diagonalisierbar).

EW-Gleichung lösen:

$$u(p, +1/2) = N \cdot \begin{pmatrix} E + m \\ 0 \\ p_z \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$u(p, -1/2) = N \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ E + m \\ 0 \\ -p_z \end{pmatrix}$$

mit $N = \frac{1}{\sqrt{E+m}}$.

$$v(p, +1/2) = N \cdot \begin{pmatrix} p_z \\ 0 \\ E + m \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$v(p, -1/2) = N \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -p_z \\ 0 \\ E + m \end{pmatrix}$$

Spinoren für andere \mathbf{p} : $\mathbf{p} = R\mathbf{p}_z = e^{-\frac{i}{2}\omega^{\mu\nu}L_{\mu\nu}}\mathbf{p}_z$:

$$u(p, s) = e^{-\frac{i}{2}\omega^{\mu\nu}S_{\mu\nu}}u(p_z, s)$$

Negative Energien

$$\psi(x) = u(p, s) = e^{-iEt + i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$$

$$\psi(x) = v(p, s) = e^{+iEt - i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$$

D.h. Energie $(-E) < 0$ für v -Lösungen.

1.4.2 Mehr zum Drehimpuls

Man betrachte die Diracgleichung als quantenmechanische 1-Teilchen-Gleichung. (sinnvoll, solange Antiteilchen und QFT Effekte vernachlässigbar sind).

Formulierung analog zur Schrödingergleichung im Ortsraum:

$$(i\not{D} - m)\psi = 0$$

Multiplikation mit γ^0 von links und nach Zeitableitung umstellen:

$$i\partial_t\psi = (-i\gamma^0\gamma^i\partial_i + m\gamma^0)\psi =: \hat{H}_D^{(0)}\psi$$

Drehimpuls aus Darstellung der Lorentztransformation.

$$\hat{J}_{ij} = i(x_i\partial_j - x_j\partial_i) + \hat{S}_{ij} = \hat{L}_{ij} + \hat{S}_{ij}$$

$$\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}$$

Es gilt $[\hat{H}_D^{(0)}, \hat{\mathbf{J}}] = 0$, d.h. Gesamtdrehimpuls erhalten. $[\hat{H}_D^{(0)}, \hat{\mathbf{L}}] = \gamma^0\gamma_1\partial_y - \gamma^0\gamma_2\partial_x$.

Helizität

$$\frac{\hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{p}}}{|\hat{\mathbf{p}}|}$$

$$[\hat{H}_D^{(0)}, \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{p}}] = [\hat{H}_D^{(0)}, \frac{1}{2}\epsilon_{ijk}S_{ij}\hat{p}^k] = \sim \frac{1}{2}\epsilon_{ijk}\gamma^0\gamma_i\partial_j\partial_k = 0$$

Es gibt simultane Eigenzustände zu Energie, Impuls, Helizität.

Interpretation der 4 Komponenten von ψ

Zu gegebenem Impuls \mathbf{p} : 4 linear unabhängige Lösungen:

- $E > 0$, Helizität $\pm\frac{1}{2}$
- $E < 0$, Helizität $\pm\frac{1}{2}$

1.4.3 Kopplung ans elektromagnetische Feld

Freie Diracgleichung: $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$

Freie Klein-Gordon-Gleichung: $(-\partial_\mu \partial^\mu - m^2)\phi = 0$

Relativistisches klassisches Teilchen: $L = \frac{1}{2}m \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx_\mu}{d\tau}$

Kopplung and e.m. Feld soll relativistisch invariant und eichinvariant sein. (Eichung $A^\mu(x) \mapsto A^\mu(x) + \partial^\mu \theta(x)$).

Klassisches Teilchen:

$$L = \frac{1}{2}m \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx_\mu}{d\tau} - e \frac{dx_\mu}{d\tau} A^\mu(x)$$

(Einfachste denkbare relativistische WW, Wirkung ist eichinvariant, reproduziert Coulomb- und Lorentzkraft)

Kanonisch konjugierter Impuls:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^\mu &= \frac{\partial L}{\partial \frac{dx_\mu}{d\tau}} = m \frac{dx^\mu}{d\tau} - e A^\mu \\ \Rightarrow H &= \frac{1}{2m} (\mathcal{P}^\mu + e A^\mu)^2 \end{aligned}$$

Rezept: minimale Kopplung $\mathcal{P}^\mu \rightarrow \mathcal{P}^\mu + e A^\mu$, Klein-Gordon-Gleichung:

$$\boxed{[(i\partial^\mu + e A^\mu)(i\partial_\mu + e A_\mu) - m^2] \phi = 0}$$

Dirac-Gleichung:

$$\boxed{(i\cancel{\partial} + e\cancel{A} - m) \psi = 0}$$

Elektromagnetische Stromdichte:

$$j^\mu = e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

Eichinvarianz:

$$\begin{aligned} A^\mu(x) &\longrightarrow A^\mu(x) + \partial^\mu \theta(x) \\ \psi(x) &\longrightarrow e^{ie\theta(x)} \psi(x) \end{aligned}$$

Eichkovariante Ableitung: $D^\mu \psi := (\partial^\mu - ie A^\mu) \psi$. Damit gilt $D^\mu \psi \longrightarrow e^{ie\theta(x)} D^\mu \psi$

1.4.4 Nichtrelativistischer Limes

Nichtrelativistische Schrödingergleichung mit e.m. Feld:

$$(i\partial_t + e\Phi) \psi = \frac{(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2}{2m} \psi$$

Klein-Gordon-Gleichung:

$$[(i\partial^\mu + e A^\mu)(i\partial_\mu + e A_\mu) - m^2] \phi = 0$$

$(A^\mu) = (\Phi, \mathbf{A})$, $(i\partial^j) = (-i\partial_j) = (p^j)$.

Ansatz:

- ϕ ist Energie-EZ, $i\partial_t \phi = E\phi$

- $E = m + \text{klein}, E > 0$
- $e|A^\mu| \ll m$
- $|\partial_t A^\mu| \ll |mA^\mu|$
- $|p| \ll m$

Einsetzen in KG-Gl.:

$$[(i\partial_t + e\Phi)(E + e\Phi) - (\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2 - m^2] \phi = 0$$

Vernachlässigen von $\partial_t \Phi$:

$$[(E + e\Phi)^2 - (\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2 - m^2] \phi = 0$$

Mit $E + e\Phi = m + (E - m + e\Phi)$ mit Vernachlässigung des Quadrates der letzten Klammer:

$$[2m(E - m + e\Phi) - (\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2] \phi = 0$$

Daraus folgt direkt die nichtrelativistische Schrödingergleichung.

Diracgleichung mit e.m. Feld

$$(i\not{D} - m)\psi = 0$$

Ansatz wie oben. Aufteilung des Diracspinors in zwei Paulispinoren:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} iD_0 - m & iD_i \sigma^i \\ -iD_i \sigma^i & -iD_0 - m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix} = 0$$

Nach Ansatz: $iD_0 \rightarrow E + e\Phi$, $iD_i \sigma^i = -\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})$.

$$\begin{aligned} (E - m + e\Phi)\psi_A - \boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})\psi_B &= 0 \\ (-E - m - e\Phi)\psi_B + \boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})\psi_A &= 0 \end{aligned}$$

Eliminiere

$$\begin{aligned} \psi_B &= \frac{\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})}{E + m + e\Phi} \psi_A \cong \left(\frac{1}{2m} + \mathcal{O}(m^{-2}) \right) \boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A}) \psi_A \\ \Rightarrow (E - m + e\Phi)\psi_A &= \frac{1}{2m} (\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})) (\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})) \psi_A \end{aligned}$$

Vereinfachung der σ -Anteile

$$\begin{aligned} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{O}})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{O}}) &= \sigma^i \hat{O}^i \sigma^j \hat{O}^j = \sigma^i \sigma^j \hat{O}^i \hat{O}^j \\ &= \left(\frac{1}{2} \{ \sigma^i, \sigma^j \} + \frac{1}{2} [\sigma^i, \sigma^j] \right) \hat{O}^i \hat{O}^j = \left(\delta^{ij} + i\epsilon^{ijk} \sigma^k \right) \hat{O}^i \hat{O}^j \\ &= \hat{\mathbf{O}}^2 + i\epsilon^{ijk} \sigma^k \frac{1}{2} [\hat{O}^i, \hat{O}^j] \end{aligned}$$

Hier: $\hat{\mathbf{O}} = (\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})$:

$$\dots = (\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2 + i\epsilon^{ijk} \sigma^k (-i\partial_i eA^j)$$

$$= (\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2 + e\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\sigma}$$

$$(E - m + e\Phi)\psi_A = \left[\frac{(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2}{2m} + \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right] \psi_A$$

Pauli-Gleichung enthält Term $\mathbf{S} \cdot \mathbf{B}$ ($\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma}/2$) mit Vorfaktor:

$$g_s \frac{e}{2m} \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} \quad , \quad g_s = 2$$

Bedeutung des g_s -Terms Allg. Hamiltonian für magnetischen Dipol $\boldsymbol{\mu}$ im \mathbf{B} -Feld:

$$H = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_{ext}$$

Vergleich mit Pauli-Gleichung liefert $\boldsymbol{\mu}_s = -g_s \frac{e}{2m} \mathbf{S}$ mit $g_s = 2$. Das ist ein intrinsisches magnetisches Dipolmoment, proportional zum Spin.

Vergleich mit klassischer Elektrodynamik (rotierende Ladungsverteilung, Ladung Q , Masse M , Drehimpuls \mathbf{L}) liefert $\boldsymbol{\mu} = \frac{Q}{M} \mathbf{L} \Rightarrow$ Klassisches Ergebnis entspricht $g = 1$.

Interpretation des ersten Terms (identisch in der nicht-relativistischen Schrödingergleichung)

$$\frac{(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2}{2m} = \underbrace{\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m}}_{E_{kin}} + \underbrace{\frac{e}{2m}(\hat{\mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\hat{\mathbf{p}})}_{\text{e.m. WW}} + \frac{e^2}{2m} \mathbf{A}^2$$

Bsp. homogenes \mathbf{B} -Feld: setze $\mathbf{A}(x) = -\frac{1}{2}(\mathbf{x} \times \mathbf{B})$, dann $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

$$\hat{\mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{L}}$$

$$\Rightarrow \text{Erster Term} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \frac{e}{2m} \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{L}} + \frac{e^2}{2m} \mathbf{A}^2$$

1.4.5 Weitere Konsequenzen: Spin-Bahn-Kopplung

Höhere Ordnungen im nicht-relativistischen Limes:

- Spin-Bahn-Kopplung $\sim \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ (Feinstrukturaufspaltung)
- Darwin-Term
- Korrektur E-kin.

Saubere Herleitung durch systematische Entwicklung in Potenzen von m . $\frac{1}{m}$ sei eine kleine Größe.
 \rightarrow Foldy-Wouthuysen-Transformation/-Bild.

$$(i\not{D} - m)\psi = 0$$

$$\Leftrightarrow i\partial_t \psi = (-e\Phi + m\gamma^0 - iD_i \gamma^0 \gamma^i) \psi = H_D \psi$$

Idee: Unitäre Transformation / neues "Bild", Zerlegung in 2-Spinoren.

$$\psi = e^{-iS} \psi' = e^{-iS} \begin{pmatrix} \psi'_A \\ \psi'_B \end{pmatrix}$$

S hermitesch, eventuell t -abhängig.

Neuer Hamiltonian:

$$\begin{aligned} i\partial_t\psi' &= i\partial_t(e^{iS}\psi) = (i\partial_t e^{iS})\psi + e^{iS}i\partial_t\psi \\ &= [(i\partial_t e^{iS})e^{-iS} + e^{iS}H_D e^{-iS}] \psi' \\ H'_D &= i(i\dot{S} + \frac{i^2}{2}[S, \dot{S}] + \frac{i^3}{6}[S, [S, \dot{S}]] + \dots) + H_D + i[S, H_D] + \frac{i^2}{2}[S, [S, H_D]] + \dots \end{aligned}$$

Idee 2: H'_D soll blockdiagonal sein in 2-Spinoren (bis zu bestimmter Ordnung) \rightarrow Gleichung für ψ'_A reicht aus.

Konkret:

$$H_D = m\gamma^0 + (-e\Phi) + \begin{pmatrix} 0 & (\mathbf{p} + e\mathbf{A}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \\ (\mathbf{p} + e\mathbf{A}) \cdot \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} = \underbrace{m\gamma^0}_{\mathcal{O}(m^1)} + \underbrace{\mathcal{E}}_{\mathcal{O}(m^0)} + \underbrace{\mathcal{O}}_{\mathcal{O}(m^0)}$$

Häufige Umformung: $\gamma^0 O = -O\gamma^0$ mit ungeradem Operator O .

1. Schritt: arbeite bis $\mathcal{O}(m^0)$: Setze $S = \mathcal{O}(m^{-1})$

$$\begin{aligned} H'_D &= H_D + i[S, H_D] + \mathcal{O}(m^{-1}) = m\gamma^0 + \mathcal{E} + \mathcal{O} + i[S, m\gamma^0 + \mathcal{E} + \mathcal{O}] + \mathcal{O}(m^{-1}) \\ &= m\gamma^0 + \mathcal{E} + \mathcal{O} + i[S, m\gamma^0] \end{aligned}$$

Lösung: $S = -\frac{i}{2m}\gamma^0\mathcal{O}$

Damit H'_D komplett ausrechnen bis $\mathcal{O}(m^{-2})$:

$$H'_D = H_D + i[S, H_D] - \dot{S} + \frac{i^2}{2}[S, [S, H_D]] - \frac{i}{2}[S, \dot{S}] + \frac{i^3}{6}[S, [S, [S, H_D]]] + \mathcal{O}(m^{-3})$$

Für die einzelnen Terme finden Wirkung

$$\begin{aligned} i[S, H_D] &= i \left[-\frac{i}{2m}\gamma^0\mathcal{O}, m\gamma^0 + \mathcal{E} + \mathcal{O} \right] = -\mathcal{O} + \frac{1}{2m}\gamma^0[\mathcal{O}, \mathcal{E}] + \frac{1}{m}\gamma^0\mathcal{O}^2 \\ -\dot{S} &= \frac{i}{2m}\gamma^0\dot{\mathcal{O}} \\ \frac{i}{2}[S, \dot{S}] &= -\frac{i}{8m^2}[\mathcal{O}, \dot{\mathcal{O}}] \\ \frac{i^2}{2}[S, [S, H_D]] &= -\frac{1}{2m}\gamma^0\mathcal{O}^2 - \frac{1}{8m^2}[\mathcal{O}, [\mathcal{O}, \mathcal{E}]] - \frac{1}{2m^2}\mathcal{O}^3 \\ \frac{i^3}{3!}[S, [S, [S, H_D]]] &= \frac{1}{6m^2}\mathcal{O}^3 \end{aligned}$$

Der neue Hamiltonian ist nun

$$\begin{aligned} H'_D &= \underbrace{m\gamma^0 + \mathcal{E} + \frac{1}{2m}\gamma^0\mathcal{O}^2 - \frac{1}{8m^2}[\mathcal{O}, i\dot{\mathcal{O}} + [\mathcal{E}, \mathcal{O}]]}_{\text{gerade} =: H'_{D,\text{even}}} + \\ &= \underbrace{\frac{1}{2m}\gamma^0(i\dot{\mathcal{O}} + [\mathcal{O}, \mathcal{E}]) - \frac{1}{6m^2}\mathcal{O}^3}_{\text{ungerade} =: \mathcal{O}'} \\ &=: H'_{D,\text{even}} + \mathcal{O}' \end{aligned}$$

2. Schritt: arbeite bis $\mathcal{O}(m^{-1})$:

In Analogie setzen wir $\psi' = e^{iS'}\psi''$ mit $S' = -\frac{i}{2m}\gamma^0\mathcal{O}'$ und erhalten

$$H_D'' = H_{D,\text{even}}' + i[S', \mathcal{E}] - \dot{S}' + \mathcal{O}(m^{-3}) := D_{D,\text{even}} + \mathcal{O}''$$

3. Schritt: arbeite bis $\mathcal{O}(m^{-2})$:

Wir setzen wieder $\psi'' = e^{iS''}\psi'''$ mit $S'' = -\frac{i}{2m}\gamma^0\mathcal{O}'' = \mathcal{O}(m^{-3})$.

HIER FEHLT NOCH DIE GLEICHUNG FÜR H_D'''

Vollständig ausgerechnet:

$$H_D''' = \underbrace{m\gamma^0 + \mathcal{E} + \frac{1}{2m}\gamma^0\mathcal{O}^2}_{\mathcal{O}(m^{-1})} - \underbrace{\frac{1}{8m^2}[\mathcal{O}, i\dot{\mathcal{O}} + [\mathcal{O}, \mathcal{E}]]}_{\mathcal{O}(m^{-2})}$$

- Terme bis $\mathcal{O}(m^{-1})$ liefern genau den Limes aus 1.4.4 inkl. des $g-2$ -Terms
- Zusätzliche Terme der relativistischen Korrektur bis $\mathcal{O}(m^{-2})$

Wir diskutieren diese Terme anhand des Zentralpotentials mit $\mathbf{A} = 0$ und $\Psi(\mathbf{x}, t) = \Psi(r)$ mit $r = |\mathbf{x}|$.
Es ergeben sich die Terme

$$\begin{aligned}\nabla\Psi(r) &= \frac{\mathbf{x}}{r} \frac{d\Psi}{dr} \\ \mathbf{E} &= -\nabla\Psi \\ \mathcal{E} &= e\Psi \\ \mathcal{O} &= \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} & 0 \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla & 0 \end{pmatrix} \\ [\mathcal{O}, \mathcal{E}] &= -ie \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} & 0 \end{pmatrix} \\ [\mathcal{O}, [\mathcal{O}, \mathcal{E}]] &= (-i)(-ie) \begin{pmatrix} [\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}] & 0 \\ 0 & [\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}] \end{pmatrix} \\ [\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}] &= \sigma^i \sigma^j (\partial_i E^j + E^j \partial_i) - \sigma^j \sigma^i E^j \partial_i \\ &= \nabla \cdot \mathbf{E} + \underbrace{i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\nabla \times \mathbf{E})}_{=0} + \underbrace{i^2 \epsilon^{ijk} \sigma^k E^j \partial_i}_{=2\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{p})} \\ &= \nabla \cdot \mathbf{E} - \frac{2}{r} \frac{d\Psi}{dr} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L}\end{aligned}$$

Wir finden den nun bis zum $\mathcal{O}(m^{-2})$ Term blockdiagonalen Hamiltonian

$$H_D''' = \frac{e}{8m^2} \nabla \cdot \mathbf{E} - \frac{e}{2m^2 r} \frac{d\Psi}{dr} \mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$$

Der obere Block ist

$$\begin{aligned}H_{\text{eff}} &= m + H_{\mathcal{O}(m^{-1})} + H_{\mathcal{O}(m^{-2})} + \dots \\ H_{\mathcal{O}(m^{-1})} &= H_{\text{Pauli}} = -e\Psi + \frac{(\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2}{2m} + \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \\ H_{\mathcal{O}(m^{-2})} &= \underbrace{\frac{e}{8m^2} \nabla \cdot \mathbf{E}}_{\text{Darwin-Term}} - \underbrace{\frac{e}{2m^2 r} \frac{d\Psi}{dr} \mathbf{S} \cdot \mathbf{L}}_{\text{Spin-Bahn-Kopplung}}\end{aligned}$$

Diskussion:

- Darwin-Term: beim Atom $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_{\text{Kern}} \propto \delta^{(3)}(\mathbf{x})$ ergibt sich eine Korrektur für die s-Orbitale, die am Kern eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit haben
- Spin-Bahn-Kopplung: Wegen dieses Terms $[H_{\text{eff}}, \mathbf{S}] \neq 0$ und $[H_{\text{eff}}, \mathbf{L}] \neq 0$, aber $[H_{\text{eff}}, \mathbf{J}] = 0$.

Kapitel 2

Ununterscheidbare Teilchen

Bosonen und Fermionen

Klassisch: jedes Teilchen hat eine eindeutige Bahnkurve \rightarrow prinzipiell daran erkennbar.

QM: keine eindeutige Bahnkurve

Fragen

- Existieren “ununterscheidbare Teilchen”? \rightarrow Ja! (experimenteller Beweis)
- Wie beschreibt man das? \rightarrow Mehrteilchensysteme, Zustände, Hilberträume/Operatoren
- Nützlicher Formalismus? \rightarrow Erzeuger/Vernichter, Zweite Quantisierung, Quantenfeldtheorie

2.1 Unterscheidbare Teilchen

2.1.1 Zustände

Basiszustände für zwei Teilchen ohne Wechselwirkung:

Basis für Teilchen 1: $|n^{(1)}\rangle$, $n = 1, 2, \dots$

Basis für Teilchen 2: $|m^{(2)}\rangle$, $m = 1, 2, \dots$

\Rightarrow vernünftige Annahme: Basiszustände für Teilchen 1+2:

$|n^{(1)}\rangle|m^{(2)}\rangle$, $n, m = 1, 2, \dots$ “Produktzustände”

Hilbertraum: Teilchen 1 $\mathcal{H}_1^{(1)}$, Teilchen 2 $\mathcal{H}_1^{(2)}$. (Oberer Index Teilchenindex, Unterer Index Teilchenzahl)

Teilchen 1+2: $\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}_1^{(1)} \otimes \mathcal{H}_1^{(2)}$ (*Produktraum*)

- \mathcal{H}_2 enthält sowohl Produktzustände (*separabel*), z.B.

$$|1^{(1)}\rangle|2^{(2)}\rangle$$

oder

$$\left(|1^{(1)}\rangle + |3^{(1)}\rangle\right) \left(|5^{(2)}\rangle + |7^{(2)}\rangle\right)$$

aber auch *verschränkte Zustände* (“entangled”), z.B.

$$\frac{|1^{(1)}\rangle|1^{(2)}\rangle - |2^{(1)}\rangle|2^{(2)}\rangle}{\sqrt{2}}$$

Skalarprodukte “offensichtlich” übertragen

$$\left(\langle\psi^{(1)}|\langle\phi^{(2)}|\right)\left(|\psi'^{(1)}\rangle|\phi'^{(2)}\rangle\right) := \left(\langle\psi^{(1)}|\psi'^{(1)}\rangle\right) \cdot \left(\langle\phi^{(2)}|\phi'^{(2)}\rangle\right)$$

Schreibweise: $|\psi^{(1)}\rangle|\phi^{(2)}\rangle = |\psi, \phi\rangle$, Ortsraum-Wellenfunktion: $|x_1^{(1)}\rangle|x_2^{(2)}\rangle = |x_1, x_2\rangle$

$$\langle x_1, x_2 | \psi \rangle =: \psi(x_1, x_2)$$

2.1.2 Observablen/Operatoren

Observable: A_2 : hermitesche Operatoren auf \mathcal{H}_2

- Observablen, die nur ein Teilchen betreffen: entsprechen $A_1^{(1)}$:

$$\langle\psi^{(1)}|\langle\phi^{(2)}|A_2^{(1)}|\psi'^{(1)}\rangle|\phi'^{(2)}\rangle = \langle\psi^{(1)}|A_1^{(1)}|\psi'^{(1)}\rangle \cdot \langle\phi^{(2)}|\phi'^{(2)}\rangle$$

$$A_2^{(1)} = A_1^{(1)} \otimes \mathbf{1}$$

- Analog: Observable betrifft nur Teilchen 2:

$$B_2^{(2)} = \mathbf{1} \otimes B_1^{(2)}$$

Allgemeine Observable: keine Produktstruktur nötig! \rightarrow WW zwischen Teilchen!

Bsp. Coulomb-Potenzial zwischen Teilchen 1 und 2:

$$\langle\psi^{(1)}, \phi^{(2)}|V_2|\psi^{(1)}, \phi^{(2)}\rangle = \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{-\alpha}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|} |\psi(\mathbf{x}_1)|^2 |\phi(\mathbf{x}_2)|^2$$

$$\implies V_2 = \int d^3x_1 d^3x_2 (|\mathbf{x}_1^{(1)}\rangle\langle\mathbf{x}_1^{(1)}| \otimes |\mathbf{x}_2^{(2)}\rangle\langle\mathbf{x}_2^{(2)}|) \frac{-\alpha}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|}$$

Hamiltonian:

$$H_2 = H_1^{(1)} \otimes \mathbf{1} + \mathbf{1} \otimes H_1^{(2)} + H_{WW}^{(1,2)}$$

2.2 Identische/Ununterscheidbare Teilchen

2.2.1 Prinzipien

Exp: Pauliprinzip, Fermigas, Gibbs Paradoxon (keine Mischungsentropie wenn gleichatomige Gase gemischt werden)

Bisheriger Formalismus reicht nicht aus, da die bisherigen Zustände zu detailliert sind (Zuordnung des Teilchenindexes ist überflüssig)

Fundamentale Beobachtungstatsache / Postulat Zustände eines Systems ununterscheidbarer Teilchen sind gegenüber Vertauschung der Teilchenindizes generell symmetrisch oder generell antisymmetrisch.

Bosonen (Spin ganzzahlig) $|\dots\psi, \phi\dots\rangle = +|\dots\phi, \psi\dots\rangle$

Fermionen (Spin halbzahlig) $|\dots\psi, \phi\dots\rangle = -|\dots\phi, \psi\dots\rangle$

2.2.2 Zustände

N -Teilchen Hilbertraum $\mathcal{H}_N = \mathcal{H}_1 \otimes \dots \otimes \mathcal{H}_N$

Permutationsoperator P_{ij} :

$$P_{ij}|\dots\psi^{(i)}\dots\phi^{(j)}\dots\rangle = |\dots\phi^{(i)}\dots\psi^{(j)}\dots\rangle$$

$$(P_{ij})^2 = \mathbf{1}, (P_{ij})^\dagger = P_{ij}$$

(Anti-)symmetrischer Hilbertraum:

- $\mathcal{H}_N^{(+)}$ Teilchenraum mit $P_{ij}|\phi^{(+)}\rangle = |\phi^{(+)}\rangle$
- $\mathcal{H}_N^{(-)}$ Teilchenraum mit $P_{ij}|\phi^{(-)}\rangle = -|\phi^{(-)}\rangle$

Bsp. 2 Bosonen

- Basis \mathcal{H}_1 : $|n\rangle$
- Basis \mathcal{H}_2 : $|n^{(1)}, m^{(2)}\rangle$
- Basis

$$\mathcal{H}_2^{(+)} : \frac{|n^{(1)}m^{(2)}\rangle + |m^{(1)}n^{(2)}\rangle}{\sqrt{2}} =: |n, m\rangle^{(+)}$$

Bsp. 2 Fermionen (Vernachlässige Spin)

- Basis

$$\mathcal{H}_2^{(-)} : \frac{|n^{(1)}m^{(2)}\rangle - |m^{(1)}n^{(2)}\rangle}{\sqrt{2}} =: |n, m\rangle^{(-)}$$

Bsp. 2 Fermionen (Mit Spin)

- Basis \mathcal{H}_1 : $|n^\uparrow\rangle, |n^\downarrow\rangle$
- Basis \mathcal{H}_2 : Vier Kombinationen von n und m für verschiedene Spineinstellungen oder äquivalent:

$$|n^{(1)}m^{(2)}\rangle \otimes |\uparrow\uparrow\rangle, |n^{(1)}m^{(2)}\rangle \otimes \left(\frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}\right), |n^{(1)}m^{(2)}\rangle \otimes |\downarrow\downarrow\rangle, |n^{(1)}m^{(2)}\rangle \otimes \left(\frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}\right)$$

- $\mathcal{H}_2^{(1)}$:

$$\frac{|n^{(1)}m^{(2)}\rangle - |m^{(1)}n^{(2)}\rangle}{\sqrt{2}} \otimes \begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle \\ \frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases}$$

$$\frac{|n^{(1)}m^{(2)}\rangle + |m^{(1)}n^{(2)}\rangle}{\sqrt{2}} \otimes \frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}$$

Folgerung: Selber Ort unmöglich, wenn Spins gleich.

Frage: Sind obige Zustände eine Basis? Wie konstruiert man allgemein eine Basis von $\mathcal{H}_N^{(\pm)}$?

Antwort: Nimm Basis aus Produktzuständen von \mathcal{H}_N , symmetrisiere/antisymmetrisiere jedes Basisselement (wie für $N = 2$ genutzt).

Def. *Symmetrisierungsoperator*

$$S_N^{(\pm)} := \frac{1}{N!} \sum_{\mathcal{P}} (\pm 1)^{\mathcal{P}} \mathcal{P}$$

mit Permutationsoperator \mathcal{P} (beliebiges Produkt von P_{ij} -Operatoren).

Es gilt:

(a)

$$P_{ij} S_N^{(\pm)} = \frac{1}{N!} \sum_{\mathcal{P}} (\pm 1)^{\mathcal{P}} P_{ij} \mathcal{P} = \pm S_N^{(\pm)} = S_N^{(\pm)} P_{ij}$$

(b)

$$\mathcal{P} S_N^{(\pm)} = (\pm 1)^{\mathcal{P}} S_N^{(\pm)}$$

(c) $S_N^{(\pm)}$ ist hermitesch.

(d)

$$S_N^{(\pm)} S_N^{(\pm)} = S_N^{(\pm)}$$

$S_N^{(\pm)}$ sind hermitesche Projektionsoperatoren auf $\mathcal{H}_N^{(\pm)}$.

Konstruktion einer Basis

- Nimm Basis von \mathcal{H}_N aus Produktzuständen: $|n_1^{(1)} n_2^{(2)} \dots n_N^{(N)}\rangle$
- Def. $S_N^{(\pm)} |n_1^{(1)} n_2^{(2)} \dots n_N^{(N)}\rangle =: |n_1 \dots n_N\rangle^{(\pm)}$
- Nimm beliebigen Zustand $|\psi_N^{\pm}\rangle \in \mathcal{H}_N^{\pm}$

$$\implies |\psi_N^{\pm}\rangle \in \mathcal{H}_N,$$

$$P_{ij} |\psi_N^{\pm}\rangle = \pm |\psi_N^{\pm}\rangle \implies S_N^{\pm} |\psi_N^{\pm}\rangle = + |\psi_N^{\pm}\rangle$$

$$\implies |\psi_N^{\pm}\rangle = S_N^{\pm} \left(\int |n_1^1 \dots n_N^N\rangle \langle n_1^1 \dots n_N^N| \right) (S_N^{\pm})^{\dagger} |\psi_N^{\pm}\rangle$$

$$= \sum \int \underbrace{|n_1 \dots n_N\rangle}_{\text{Basiszustände}} \underbrace{\langle n_1 \dots n_N | \psi_N^{\pm} \rangle}_{\text{Koeffizienten}}$$

In der Tat stimmt die obige Antwort und die Basis ist durch die obige Gleichung gegeben.

- Normierung: per Konstruktion gilt die Vollständigkeitsrelation

$$\mathbf{1}_{\mathcal{H}_N^\pm} = \int |n_1 \dots n_N\rangle^\pm \langle n_1 \dots n_N|^\pm$$

wegen $S_N^\pm S_N^\pm = S_N^\pm$ aber anders normiert als im 2-Teilchen-Beispiel.

Observablen, weitere Motivation für Symmetrisierungspostulate

System aus N identischen Teilchen, A_N sei sinnvolle Observable, $|\psi_N\rangle$ und $|\phi_N\rangle$ seien sinnvolle Zustände.

- $|\psi_N\rangle$ und $P_{ij}|\psi_N\rangle$ “bedeuten das selbe”
- Sinnvolle Annahme für die Observablen

$$\begin{aligned} \langle \psi_N | A_N | \psi_N \rangle &= \langle \psi_N | P_{ij} A_N P_{ij} | \psi_N \rangle \\ \implies A_N &= P_{ij} A_N P_{ij} \implies [A_N, P_{ij}] = 0 \end{aligned}$$

für jede sinnvolle Observable auf dem Raum der sinnvollen Zustände.

- Spezielle Observable $A_N := |\psi_N\rangle\langle\psi_N|$ ergibt

$$P_{ij} A_N |\psi_N\rangle = A_N P_{ij} |\psi_N\rangle \iff (P_{ij} |\phi_N\rangle) \langle \phi_N | \psi_N \rangle = |\phi_N\rangle \langle \phi_N | P_{ij} | \psi_N \rangle$$

Woraus schließlich folgt dass

$$\iff P_{ij} |\phi_N\rangle = \lambda |\phi_N\rangle \implies \lambda = \pm 1$$

.

- Das Symmetrisierungspostulat wird hierdurch suggeriert. Das Postulat selbst ist noch etwas stärker, denn es besagt, dass für jede Teilchensorte genau nur ein Vorzeichen erlaubt ist.
- Beispiele für Observablen

2 Teilchen unterscheidbar	$\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2; \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; H = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + \frac{\mathbf{p}_2^2}{2m}; \mathbf{L}_1, \mathbf{L}_2, \mathbf{L}_{\text{ges}}$ H sinnvoll, $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$ nicht sinnvoll
2 Teilchen ununterscheidbar	$\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$ nicht sinnvoll, aber $\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2, (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)^2, \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2 ^2, \mathbf{x}_1 \mathbf{x}_2$ sinnvoll

- Vollständiges System kommutierender Observablen ist kompliziert.
- Oft möglich: Rechnen nicht direkt mit \mathcal{H}_N^\pm sondern in \mathcal{H} und mit einzelnen Observablen und am Ende: Spezialisieren/Einschränken auf symmetrische bzw. antisymmetrische Zustände.

2.3 Einfache Anwendungen

2.3.1 Grund- und angeregte Zustände

N Teilchen ohne Wechselwirkung;

1. Unterscheidbar: z.B. die Elektronen im He-Atom
2. Fermionen: z.B. Elektronen im Metall
3. Bosonen: mehrere H -Atome

Beispiel: Alle Teilchen im Potential mit möglichen Energien e_1, e_2, e_3, \dots und Eigenzuständen $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, \dots$

1. Grundzustand $|1^1, 1^2\rangle, E = 2e_1$
 1. Angeregter Zustand $|1^1 2^2\rangle$ oder $|2^1 1^2\rangle, E = e_1 + e_2$ 2-fach entartet.
2. Grundzustand N: $|1, 2, \dots, N\rangle^-, E = e_1 + e_2 + \dots + e_N$ nicht entartet. e_N ist die maximale besetzte Energie im Grundzustand, genannt Fermienergie
 1. Angeregter Zustand: $|1, 2, \dots, N-1, N+1\rangle^-$ nicht entartet! $\Delta E = e_{N+1} - e_N$
3. Grundzustand N: $|1, 1, \dots, 1\rangle^+, E = Ne_1$
 1. Angeregter Zustand: $|2, 1, \dots, 1\rangle$ nicht entartet! $\Delta E = e_2 - e_1$

2.3.2 Direkter Prozess vs. Austauschterm

Zwei Teilchen: $|\psi\rangle, |\phi\rangle \rightarrow \text{Prozess} \rightarrow |n\rangle, |m\rangle$

Anfangszustand $|i\rangle \rightarrow \text{Endzustand } |f\rangle$. Frage: Was ist die Wahrscheinlichkeit?

$$P_{i \rightarrow f} = |A_{i \rightarrow f}|^2$$

Unterscheidbar: (entweder nur links oder nur rechts):

- “direkt”:

$$A_{i \rightarrow f}^d = \langle n^{(1)} m^{(2)} | \psi^{(i)} \phi^{(2)} \rangle = \langle n | \psi \rangle \langle m | \phi \rangle$$

- “Austauschterm”:

$$A_{i \rightarrow f}^a = \langle m^{(1)} n^{(2)} | \psi^{(i)} \phi^{(2)} \rangle = \langle m | \psi \rangle \langle n | \phi \rangle$$

- Gesamtwahrscheinlichkeit: “entweder $\langle nm |$ oder $\langle mn |$ ”

$$P_{i \rightarrow f} = |A_{i \rightarrow f}^d|^2 + |A_{i \rightarrow f}^a|^2$$

Bosonen:

$$|i\rangle = \frac{|\psi\phi\rangle + |\phi\psi\rangle}{\sqrt{2}} \quad |f\rangle = \frac{|nm\rangle + |mn\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$A_{i \rightarrow f} = \langle f | i \rangle = \frac{1}{2} (\langle \psi | n \rangle \langle \phi | m \rangle + \langle \phi | n \rangle \langle \psi | m \rangle) \cdot 2 = A_{i \rightarrow f}^d + A_{i \rightarrow f}^a$$

$$P_{i \rightarrow f} = |A_{i \rightarrow f}^d + A_{i \rightarrow f}^a|^2$$

Fermionen (Analog):

$$P_{i \rightarrow f} = |A_{i \rightarrow f}^d - A_{i \rightarrow f}^a|^2$$

Spezialfall $n = m$: (Beide Teilchen gehen in den selben Zustand über)

- Fermionen: $P_{i \rightarrow f} = 0$
- Bosonen: $P_{i \rightarrow f} = 2|A_{i \rightarrow f}^d|^2$ (Doppelt so groß wie bei unterscheidbaren Teilchen)

2.3.3 Wasserstoffmolekül H_2

Chemische Bindung, gewisser Atomabstand R minimiert die Energie. Austauschwechselwirkung sehr wichtig \rightarrow Orts-Wellenfunktion.

Im Grundzustand: Orts-Wellenfunktion symmetrisch, Spin antisymmetrisch.

Annahme/Näherung: Kerne fixiert im Abstand R , Positionen der Kerne a und b , Elektronen 1 und 2

$$H = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + \frac{\mathbf{p}_2^2}{2m} - \alpha \left(\frac{1}{r_{1a}} + \frac{1}{r_{2a}} + \frac{1}{r_{1b}} + \frac{1}{r_{2b}} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{R} \right)$$

$$H = H_{1,a} + H_{2,b} - \alpha \left(\frac{1}{r_{1b}} + \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{R} \right)$$

H-Atom-Zustände, Struktur der 2-Elektron-Zustände.

Erinnerung H-Atom:

Quantenzahlen n, l, m : $\psi_{nlm} \sim R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)$

Grundzustand:

$$\psi_{100} = \frac{2}{\sqrt{4\pi}} a_B^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{r}{a_B}}$$

(Bohrscher Radius $a_B = \frac{1}{\alpha m}$).

Energien: $E_1 = -\frac{\alpha^2 m}{2}$, $E_n = \frac{E_1}{n^2}$ (Zusätzlich ungebundene Zustände mit $E > 0$)

H-Atom mit Proton im Punkt R_a

Selbe Energie-EW, Eigenzustände: $\psi_a(\mathbf{x}) = \psi_{\text{Ursprung}}(\mathbf{x} - \mathbf{R}_a)$

2-Elektron-Zustände 2 Basen von 1-T.-Zuständen um Proton a $|\psi_a, nlm\rangle$ und um Proton b $|\psi_b, nlm\rangle$

Basis von 2-Teilchen-Zuständen (antisymmetrisch): $\mathcal{H}_2^{(-)}$:

$$|\psi_a, nlm, \psi_b, n'l'm'\rangle^{(-)} \otimes \begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle \\ \frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases}$$

$$|\psi_a, nlm, \psi_b, n'l'm'\rangle^{(+)} \otimes \left(\frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \right)$$

Spinoperator kommutiert mit Hamiltonian, des Weiteren: $[\mathbf{S}^2, S_z] = 0$. Simultane Eigenzustände:

$$|SM\rangle \quad \mathbf{S}^2|SM\rangle = S(S+1)|SM\rangle \quad S_z|SM\rangle = M|SM\rangle$$

Spin-Notation:

$$\begin{aligned} |1, 1\rangle &:= |\uparrow\uparrow\rangle \\ |1, 0\rangle &:= \frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \\ |1, -1\rangle &:= |\downarrow\downarrow\rangle \\ |0, 0\rangle &:= \frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Damit Basis:

Ort antisymmetrisch, Spin $S = 1$: $|\psi_{a,nlm}, \psi_{b,n'l'm'}\rangle^{(-)} \otimes |1, M\rangle$

Ort symmetrisch, Spin $S = 0$: $|\psi_{a,nlm}, \psi_{b,n'l'm'}\rangle^{(+)} \otimes |0, 0\rangle$

Idee zur Lösung des H₂-Moleküls:

- Ziel: Grundzustandsenergie? Optimaler Abstand R?
- Annahme/Näherung: obigen Basiszustände sind Eigenzustände des vollen Moleküls (d.h. WW klein, H-Atome nur wenig beeinflusst)
- Variationsprinzip: Ansatz sinnvoller Zustände $|\psi_{\text{sinnvoll}}\rangle$

$$E_{\text{var}} = \frac{\langle \psi_{\text{sinnvoll}} | H | \psi_{\text{sinnvoll}} \rangle}{\langle \psi_{\text{sinnvoll}} | \psi_{\text{sinnvoll}} \rangle}$$

Auf jeden Fall: $E_{\text{var}} \geq E_{\text{Grundzustand}}$ (Gleichheit bei guter Wahl)

Heitler-London-Näherung

Wähle $|\psi_{\text{sinnvoll}}\rangle := |\psi\rangle^{(\pm)} = |\phi_a, \phi_b\rangle^{(\pm)} \otimes |SM\rangle$, wobei ϕ_a und ϕ_b die Grundzustände bezüglich der einzelnen H-Atome sind. Bei folgenden Matrixelementen: $\langle SM | SM \rangle = 1$ trägt nicht weiter bei \rightarrow ab jetzt nur noch Ortsraum betrachten.

$$\langle \mathbf{x} | \phi_{a,b} \rangle = \frac{2}{\sqrt{4\pi}} a_B^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{R}_{a,b}|}{a_B}}$$

Längere Rechnung ($\psi^{(\pm)}$ einsetzen und bekannte Skalarproduktrelationen, Normierung ausnutzen und beim Matrixelement auf Eigenzustände von Teilen des Hamiltonians achten):

(a)

$$\langle \psi^{(\pm)} | \psi^{(\pm)} \rangle = 1 \pm |L_{ab}|^2$$

mit $L_{ab} = \langle \phi_a | \phi_b \rangle = \int d^3x \phi_a(\mathbf{x}) \phi_b(\mathbf{x})$ (Überlapp).

(b)

$$\langle \psi^{(\pm)} | H | \psi^{(\pm)} \rangle = \langle \phi_a^{(1)} \phi_b^{(2)} | H | \phi_a^{(1)} \phi_b^{(2)} \rangle \pm \langle \phi_a^{(1)} \phi_b^{(2)} | H | \phi_b^{(1)} \phi_a^{(2)} \rangle$$

Diagonalterm:

$$\langle \phi_a^{(1)} \phi_b^{(2)} | H | \phi_a^{(1)} \phi_b^{(2)} \rangle = 2E_1 + C_{ab}$$

mit Coulomb-Zusatzenergie

$$\begin{aligned} C_{ab} = & \frac{\alpha}{R} - \alpha \int d^3x |\phi_a(\mathbf{x})|^2 \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{R}_b|} \\ & - \alpha \int d^3x |\phi_b(\mathbf{x})|^2 \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{R}_a|} \\ & + \alpha \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{|\phi_a(\mathbf{x}_1)|^2 |\phi_b(\mathbf{x}_2)|^2}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|} \end{aligned}$$

Off-Diagonalterm:

$$\langle \phi_a^{(1)} \phi_b^{(2)} | H | \phi_b^{(1)} \phi_a^{(2)} \rangle = 2E_1 |L_{ab}|^2 + A_{ab}$$

mit Austauschterm

$$\begin{aligned}
A_{ab} = & \frac{\alpha}{R} |L_{ab}|^2 - \alpha L_{ab}^* \int d^3x \frac{\phi_a^*(\mathbf{x}) \phi_b(\mathbf{x})}{|\mathbf{x} - \mathbf{R}_a|} \\
& - \alpha L_{ab} \int d^3x \frac{\phi_a(\mathbf{x}) \phi_b^*(\mathbf{x})}{|\mathbf{x} - \mathbf{R}_b|} \\
& + \alpha \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{\phi_a^*(\mathbf{x}_1) \phi_b(\mathbf{x}_1) \phi_b^*(\mathbf{x}_2) \phi_a(\mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|}
\end{aligned}$$

Damit

$$E_{var}^{(\pm)} = 2E_1 + \frac{C_{ab} \pm A_{ab}}{1 \pm |L_{ab}|^2}$$

numerisch ausrechnen!

Stabile Bindung? Für welches R?

2.4 Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren

2.4.1 Fock-Raum

Der *Fock-Raum* ist ein Zustandsraum, der sowohl 1-Teilchen-, also auch Mehr-Teilchen-Zustände enthält.

Start wie bisher: 1-Teilchenraum \mathcal{H}_1 , Basis $|n\rangle$ sei gegeben.

Nun füge hinzu:

- “Vakuumzustand” $|0\rangle$ (Nicht Nullvektor!), $\langle 0|0\rangle = 1$
 \rightarrow Vakuum-Hilbertraum $\mathcal{H}_0 = \{c|0\rangle, c \in \mathbb{C}\}$

- “Fockraum”

Bosonen: $\mathcal{F} := \mathcal{H}_0 \oplus \mathcal{H}_1 \oplus \mathcal{H}_2^{(+)} \oplus \mathcal{H}_3^{(+)} \oplus \dots$

Fermionen: $\mathcal{F} := \mathcal{H}_0 \oplus \mathcal{H}_1 \oplus \mathcal{H}_2^{(-)} \oplus \mathcal{H}_3^{(-)} \oplus \dots$

Basis von \mathcal{F} :

- Vakuum: $|0\rangle$
- 1-Teilchen: $|n\rangle$
- 2-Teilchen: $|n_1 n_2\rangle^{(\pm)}$
- 3-Teilchen: $|n_1 n_2 n_3\rangle^{(\pm)}$

Skalarprodukte:

$$\langle N\text{-Teilchen-Zustand} | M\text{-Teilchen-Zustand} \rangle = \begin{cases} 0 & N \neq M \\ \text{wie gehabt} & N = M \end{cases}$$

2.4.2 Erzeuger/Vernichter für Bosonen

Erzeugungsoperator a_n^\dagger “erzeugt ein zusätzliches Teilchen im Basiszustand $|n\rangle$ ”

$$a_n^\dagger : \mathcal{H}_N^{(+)} \rightarrow \mathcal{H}_{N+1}^{(+)} \quad a_n^\dagger |0\rangle = |n\rangle \quad a_n^\dagger |m\rangle = \sqrt{2}|nm\rangle^{(+)} \quad a_n^\dagger |mk\rangle^{(+)} = \sqrt{3}|nmk\rangle^{(+)}, \quad \dots$$

Jeder Basiszustand des Fockraums lässt sich durch mehrfache Anwendung des Erzeugers auf das Vakuum gewinnen.

$$|n_1, \dots, n_N\rangle^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{N!}} a_{n_1}^\dagger \cdots a_{n_N}^\dagger |0\rangle$$

Vertauschungsrelationen Nimm einen beliebigen Basiszustand aus \mathcal{F}

$$a_{n_1}^\dagger a_{n_2}^\dagger |m_1, \dots, m_N\rangle^{(+)} = \sqrt{(N+1)(N+2)} |n_1 n_2 m_1, \dots, m_N\rangle^{(+)}$$

$$a_{n_2}^\dagger a_{n_1}^\dagger |m_1, \dots, m_N\rangle^{(+)} = \sqrt{(N+1)(N+2)} |n_2 n_1 m_1, \dots, m_N\rangle^{(+)}$$

$$\Rightarrow [a_{n_1}^\dagger, a_{n_2}^\dagger] = 0 \quad (\text{Für Bosonen})$$

Vernichtungsoperator $a_n := (a_n^\dagger)^\dagger$

$$a_n |0\rangle = 0$$

$$a_n |m\rangle = \begin{cases} 0 & n \neq m \\ |0\rangle & n = m \text{ (und Zustände normiert)} \end{cases}$$

$$a_n |m_1, \dots, m_N\rangle^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \delta_{nm_i} |m_1 \dots m_{i-1} m_{i+1} \dots m_N\rangle^{(+)}$$

Vertauschungsrelation

$$a_n a_m^\dagger |m_1 \dots m_N\rangle^{(+)} = a_n \sqrt{N+1} |mm_1 \dots m_N\rangle^{(+)} = \delta_{nm} |m_1 \dots m_N\rangle + \sum \delta_{nm_i} |mm_1 \dots m_{i-1} m_{i+1} \dots m_N\rangle^{(+)}$$

$$a_m^\dagger a_n |m_1 \dots m_N\rangle^{(+)} = \sum \delta_{nm_i} |mm_1 \dots m_{i-1} m_{i+1} \dots m_N\rangle^{(+)}$$

Differenz enthält nur δ_{nm} -Term.

$$[a_n, a_m^\dagger] = \delta_{nm} := \langle n|m\rangle$$

$$[a_n^\dagger, a_m^\dagger] = 0$$

$$[a_n, a_m] = 0$$

Diese Vertauschungsrelationen beschreiben die Bose-Natur der Teilchen.

2.4.3 Erzeuger/Vernichter für Fermionen

Erzeugungsoperator

$$c_n^\dagger : \mathcal{H}_N^{(-)} \rightarrow \mathcal{H}_{N+1}^{(-)} \quad c_n^\dagger |0\rangle = |n\rangle \quad c_n^\dagger |m\rangle = \sqrt{2}|nm\rangle^{(-)} \quad \dots$$

$$|n_1, \dots, n_N\rangle^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{N!}} c_{n_1}^\dagger \cdots c_{n_N}^\dagger |0\rangle$$

Vernichter: $c_n := (c_n^\dagger)^\dagger$

Vertauschungsrelationen Vorgehen analog zu Bosonen.

$$\{c_{n_1}^\dagger c_{n_2}^\dagger\} = 0$$

$$c_n |m_1 \dots m_N\rangle^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum (-1)^{i-1} \delta_{nm_i} |m_1 \dots m_{i-1} m_{i+1} \dots m_N\rangle^{(-)}$$

$$\{c_n, c_m^\dagger\} = \delta_{nm} := \langle n|m\rangle$$

$$\{c_n^\dagger, c_m^\dagger\} = 0$$

$$\{c_n, c_m\} = 0$$

Diese Vertauschungsrelationen beschreiben die Fermi-Statistik.

2.4.4 Besetzungszahldarstellung

1.-T.-Basiszustände $|\psi_n\rangle$, Mehr-T.-Zustände z.B. $a_{\psi_{n_1}}^\dagger a_{\psi_{n_2}}^\dagger a_{\psi_{n_3}}^\dagger |0\rangle = \sqrt{3!} |\psi_{n_1} \psi_{n_2} \psi_{n_3}\rangle$

Äquivalente Charakterisierung: "... Teilchen mit Zustand ψ_i " \rightarrow *Besetzungszahldarstellung* (Nur sinnvoll für sym./antisym. Zustände, mit abzählbarer Basis)

$$|\psi_1 \psi_3 \psi_6\rangle^{(\pm)} \hat{=} |1, 0, 1, 0, 0, 1, 0, 0, \dots\rangle$$

Häufig andere Normierung genutzt:

Bsp:

$$a_{\psi_1}^\dagger a_{\psi_2}^\dagger a_{\psi_3}^\dagger |0\rangle = \sqrt{3!} |\psi_1 \psi_3 \psi_6\rangle^{(\pm)}$$

$$|\psi_1 \psi_3 \psi_6\rangle^{(\pm)} = \frac{1}{3!} \sum_{\mathcal{P}} (\pm 1)^{\mathcal{P}} |\psi_1 \psi_3 \psi_6\rangle$$

$$\langle \psi_1 \psi_3 \psi_6 | \psi_1 \psi_3 \psi_6 \rangle^{(\pm)} = \frac{1}{3!}$$

$$a_{\psi_1}^\dagger a_{\psi_1}^\dagger a_{\psi_5}^\dagger |0\rangle = \sqrt{3!} |\psi_1 \psi_1 \psi_5\rangle^{(+)}$$

$$|\psi_1 \psi_1 \psi_5\rangle^{(+)} = \frac{1}{3!} \sum_{\mathcal{P}} |\psi_1 \psi_1 \psi_5\rangle$$

$$\langle \psi_1 \psi_1 \psi_5 | \psi_1 \psi_1 \psi_5 \rangle^{(+)} = \frac{2!}{3!}$$

Allgemein:

- Falls jeder Zustand maximal einfach besetzt ist, dann Umnormierung mit $\sqrt{N!}$
- Falls Zustände Besetzungszahlen n_1, n_2, \dots , haben, dann Umnormierung mit

$$\sim \sqrt{\frac{N!}{n_1! n_2! \dots}}$$

Besetzungszahldarstellung normiert

$$|n_1, n_2, \dots\rangle = \pm \dots \frac{(a_{\psi_2}^\dagger)^{n_2}}{\sqrt{n_2!}} \frac{(a_{\psi_1}^\dagger)^{n_1}}{\sqrt{n_1!}} |0\rangle$$

Vorzeichen für Bosonen immer +.

2.4.5 Formulierung von Observablen

Immer entweder Bose/Fermi aber immer mit a^\dagger/a

Nehme direkte normierte Basis $|\psi_n\rangle$

Besetzungszahloperator:

$$\begin{aligned}\hat{n}_{\psi_k} &:= a_{\psi_k}^\dagger a_{\psi_k} \\ \hat{n}_{\psi_k} |0\rangle &= 0\end{aligned}$$

Vertauschungsrelation:

$$\begin{aligned}\hat{n}_{\psi_k} a_{\psi_l}^\dagger &= a_{\psi_k}^\dagger a_{\psi_k} a_{\psi_l}^\dagger = a_{\psi_l}^\dagger \hat{n}_{\psi_k} + \delta_{kl} a_{\psi_l}^\dagger \\ [\hat{n}_{\psi_k}, a_{\psi_l}^\dagger] &= \delta_{kl} a_{\psi_l}^\dagger \quad [\hat{n}_{\psi_k}, (a_{\psi_l}^\dagger)^{n_l}] = n_l \delta_{kl} (a_{\psi_l}^\dagger)^{n_l}\end{aligned}$$

$$\hat{n}_{\psi_k} |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle = n_k |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots\rangle$$

Teilchenzahloperator:

$$N := \sum_k \hat{n}_{\psi_k}$$

Nebenrechnung:

$$a_{\psi_k}^\dagger a_{\psi_l} |\psi_{n_1}, \dots, \psi_{n_N}\rangle^{(\pm)} = \sum_{m=1}^N \delta_{ln_m} |\psi_{n_1}, \dots, \psi_k, \dots, \psi_{n_N}\rangle^{(\pm)}$$

(wobei ψ_k den Zustand ψ_{n_m} ersetzt)

Einteilchenobservablen: z.B. kinetische Energie:

$$\begin{aligned}T_1 &= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \\ T_N &= \sum_{m=1}^N T_1^{(m)}\end{aligned}$$

Matrizelement zw. 1-T.-Zuständen

$$\begin{aligned}\langle \psi_k | T_1 | \psi_l \rangle &=: T_{kl} \\ T_1 | \psi_l \rangle &= \sum_k T_{kl} | \psi_k \rangle\end{aligned}$$

Wirkung auf N -T.-Zustand:

$$T_N |\psi_{n_1} \dots \psi_{n_N}\rangle^{(\pm)} = \sum_{m=1}^N \sum_k T_{kn_m} |\psi_{n_1}, \dots, \psi_k, \dots, \psi_{n_N}\rangle^{(\pm)}$$

Vergleich mit Nebenrechnung:

$$T_N = \sum_{k,l} T_{kl} a_{\psi_k}^\dagger a_{\psi_l}$$

Zwei-Teilchen-Observablen (z.B. Coulomb-Potential zwischen Teilchen i,j)

$$V_2^{(ij)} : \langle \psi_{k_1} \psi_{k_2} | V_2^{(12)} | \psi_{l_1} \psi_{l_2} \rangle =: V_{k_1, k_2, l_1, l_2}$$

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_2^{(ij)}$$

analog

$$V = \frac{1}{2} \sum_{k_1 k_2 l_1 l_2} V_{k_1, k_2, l_1, l_2} a_{\psi_{k_1}}^\dagger a_{\psi_{k_2}}^\dagger a_{\psi_{l_2}} a_{\psi_{l_1}}$$

Beispiel Impulsbasis:

Nicht diskret, sondern kontinuierlich. Impuls-EZ für 1 Teilchen $|\mathbf{p}\rangle$, W.fkt $\langle \mathbf{x} | \mathbf{p} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}}$

$$\langle \mathbf{p}' | \mathbf{p} \rangle = \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$$

Erzeuger/Vernichter, kontinuierlicher Index:

$$[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{p}'}^\dagger] = \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$$

Alles analog mit $\sum_{k,l} \rightarrow \int d^3p d^3p'$

$$T = \int d^3p d^3p' \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') a_{\mathbf{p}'}^\dagger a_{\mathbf{p}}$$

$$T = \int d^3p \frac{\mathbf{p}^2}{2m} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}}$$

2-Teilchen-Potentiale in Impulsbasis:

im Ortsraum: $V_2^{(12)} = V(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)$:

$$V = \frac{1}{2} \sum \int V_{\mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2} a_{\mathbf{p}'_1}^\dagger a_{\mathbf{p}'_2}^\dagger a_{\mathbf{p}_2} a_{\mathbf{p}_1}$$

$$\begin{aligned} V_{\mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2} &= \langle \mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 | V_2 | \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2 \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^6} \int d^3x_1 d^3x_2 e^{i(\mathbf{p}_1 \mathbf{x}_1 + \mathbf{p}_2 \mathbf{x}_2 - \mathbf{p}'_1 \mathbf{x}_1 - \mathbf{p}'_2 \mathbf{x}_2)} V(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \\ &= \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2) \cdot \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3z e^{i\mathbf{z}\mathbf{q}} V(\mathbf{z}) \end{aligned}$$

mit $\mathbf{z} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$ und $\mathbf{q} = \mathbf{p}'_2 - \mathbf{p}_2$

$$V = \frac{1}{2} \int d^3p_1 d^3p_2 d^3q \frac{1}{(2\pi)^3} \tilde{V}(\mathbf{q}) a_{\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}_2} a_{\mathbf{p}_1}$$

2.4.6 Kurz-Überblick über Anwendungen

System identischer Teilchen mit 2.-T.-WW, endl. Volumen

$$H = \underbrace{T + V_{ext}}_{H_0} + V_2$$

Wähle 1-T-Basis aus H_0 Eigenzuständen:

$$H_0|\psi_n\rangle = E_n|\psi_n\rangle$$

Zugehöriger Erzeuger: a_n^\dagger

$$T + V_{ext} = \sum_n E_n a_n^\dagger a_n$$

V_2 in Impulsbasis:

$$V_2 = \frac{2}{L^3} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}', \mathbf{q}} \tilde{V}(\mathbf{q}) a_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}'+\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}'} a_{\mathbf{p}}$$

Genereller Hamiltonian für Festkörperelektronen mit spinunabhängigem V_2

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \xi_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + \frac{1}{2L^3} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 \mathbf{q} \sigma_1 \sigma_2} \tilde{V}(\mathbf{q}) c_{\mathbf{k}_1 - \mathbf{q}, \sigma_1}^\dagger c_{\mathbf{k}_2 + \mathbf{q}, \sigma_2}^\dagger c_{\mathbf{k}_2 \sigma_2} c_{\mathbf{k}_1 \sigma_1}$$

Genereller Hamiltonian für Bosegas mit Wechselwirkung:

$$H = \sum_{\mathbf{p}} \frac{\mathbf{p}^2}{2m} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + \frac{1}{2L^3} \sum_{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2 \mathbf{q}} \tilde{V}(\mathbf{q}) a_{\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}_2 + \mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}_2} a_{\mathbf{p}_1}$$

Anwendung: Hartree-Fock-Näherung

$c_A^\dagger c_B^\dagger c_C c_D$ = Produkt aus Paar AB oder aus Paar $A'B'$

$$A = c_A^\dagger c_D \quad B = c_B^\dagger c_C \quad A' = c_A^\dagger c_C \quad B' = c_B^\dagger c_D$$

Mean-field-Näherung:

$$A = \langle A \rangle + \delta A \quad B = \langle B \rangle + \delta B$$

$$AB = (\langle A \rangle + \delta A)(\langle B \rangle + \delta B) \approx \langle A \rangle B + A \langle B \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle$$

H.F.-Näherung:

$$c^\dagger c^\dagger c c \approx A \langle B \rangle + B \langle A \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle - A' \langle B' \rangle - B' \langle A' \rangle + \langle A' \rangle \langle B' \rangle$$

(s. Wick-Theorem)

$$\Rightarrow H^{\text{genähert}} \approx \text{Summe von Termen} \sim c^\dagger c$$

Weitere Anwendungsbeispiele: Supraleitung, Suprafluidität

2.5 Ortsraum, Impulsraum, QFT (Spin=0)

2.5.1 Zur Interpretation der letzten Ergebnisse

$$H = T + V$$

In Impulsbasis:

$$H = \int d^3p \frac{\mathbf{p}^2}{2m} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + \frac{1}{2} \int d^3p_1 d^3p_2 d^3q \tilde{V}(\mathbf{q}) a_{\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}_2 + \mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}_2} a_{\mathbf{p}_1}$$

- freier Anteil: Summe über harmonische Oszillatoren mit $\omega_{\mathbf{p}} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m}$.
- Zahl von Teilchen mit \mathbf{p} : Anregungszahl des entsprechenden Oszillators $n_{\mathbf{p}} = a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}}$
- Bedeutung der Oszillatoren: de Broglie-Wellen der Impuls-Eigenzustände
- Bedeutung von \sum bzw. $\int d^3p$: Oszillatoren sind unabhängig, T beschreibt keine Wechselwirkung zwischen den Teilchen.
- Wechselwirkungsanteil als Feynmandiagramm. (Siehe Vorlesung)

Das gegebene Feynmandiagramm enthält zwei Teilchen mit Impulsen \mathbf{p}_1 und \mathbf{p}_2 , die von links kommen und in der Mitte wechselwirken mit $\tilde{V}(\mathbf{q})$ (Wie ein bosonisches Austauscheteilchen gezeichnet). Danach kommen Teilchen mit veränderten Impulsen $\mathbf{p}_1 + \mathbf{q}$ und $\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}$ rechts raus.

2.5.2 Ortsraum

Ortsraum-EZ für ein Teilchen: $|\mathbf{x}\rangle$.

Erzeuger/Vernichter kontinuierlicher "Index": $a_{\mathbf{x}}^\dagger$. Andere Bezeichnung $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})$.

$$\begin{aligned} [\hat{\Psi}(\mathbf{x}), \hat{\Psi}(\mathbf{y})]^{(\pm)} &= 0 \\ [\hat{\Psi}(\mathbf{x}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{y})]^{(\pm)} &= \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \\ \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})|0\rangle &= |\mathbf{x}\rangle \end{aligned}$$

Zusammenhang mit Impulsdarstellung:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \int d^3p a_{\mathbf{p}}^\dagger e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}} \\ \hat{\Psi}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \int d^3p a_{\mathbf{p}} e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}} \end{aligned}$$

Dann mit 2-Teilchen-Potential:

$$V = \frac{1}{2} \int d^3x_1 d^3x_2 \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}_1) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}_2) V(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \hat{\Psi}(\mathbf{x}_2) \hat{\Psi}(\mathbf{x}_1)$$

Dann freier 1-Teilchen-Hamiltonian:

$$\begin{aligned}
T &= \int d^3x_1 d^3x_2 \langle \mathbf{x}_2 | \frac{\mathbf{p}^2}{2m} | \mathbf{x}_1 \rangle \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}_2) \hat{\Psi}(\mathbf{x}_1) \\
&= \int d^3x_1 d^3x_2 d^3p \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \frac{e^{i(\mathbf{p}\mathbf{x}_2 - \mathbf{p}\mathbf{x}_1)}}{(2\pi)^3} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}_2) \hat{\Psi}(\mathbf{x}_1)
\end{aligned}$$

\mathbf{p}^2 -Term durch Laplaceoperator ersetzen und partielle Integration.

$$= \int d^3x_1 d^3x_2 d^3p \frac{e^{i(\mathbf{p}\mathbf{x}_2 - \mathbf{p}\mathbf{x}_1)}}{(2\pi)^3} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}_2) \cdot \frac{-\Delta}{2m} \hat{\Psi}(\mathbf{x}_1)$$

Integrieren nach \mathbf{p} ergibt δ -Funktion.

$$T = \int d^3x \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}) \frac{-\Delta}{2m} \hat{\Psi}(\mathbf{x})$$

Bedeutung und Vergleich:

$\hat{\Psi}(\mathbf{x})$:

- Vernichter für Teilchen bei \mathbf{x} .
- Definiert auf Fockraum.
- Auch *Quantenfeldoperator* genannt.
- Kann auf beliebige Zustände wirken.

$\psi(x)$:

- 1-Teilchen-QM
- Wellenfunktion $\psi(x) = \langle \mathbf{x} | \psi \rangle$
- Charakterisiert einen bestimmten Zustand $|\psi\rangle$
- Nicht sinnvoll in Mehrteilchentheorie.

Die Ähnlichkeit motivierte den historischen Begriff *zweite Quantisierung*.

Relation: im Fockraum gibt es einen 1-Teilchen-Unterraum und 1-Teilchen-Zustände. Präpariere einen 1-Teilchen-Zustand $|\psi\rangle$. Dann:

$$\langle 0 | \hat{\Psi}(\mathbf{x}) | \psi \rangle = \psi(\mathbf{x})$$

2.5.3 Quantenfeldtheorie und Ortsraum

Betrachte nur freien Hamiltonian

$$H = \int d^3x \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x}) \frac{-\Delta}{2m} \hat{\Psi}(\mathbf{x}) = \int d^3x \frac{1}{2m} (\nabla \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})) (\nabla \hat{\Psi}(\mathbf{x}))$$

Umgekehrte Sichtweise: starte von anderem Startpunkt \longrightarrow liefert Fockraum.

Starte mit einer klassischen Feldtheorie mit klassischem Feld $\psi(\mathbf{x}, t)$. (Bekannte klassische Feldtheorien sind die Elektrodynamik und die allgemeine Relativitätstheorie)

Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = i\psi^* \dot{\psi} - \frac{1}{2m} |\nabla \psi|^2$$

Euler-Lagrange-Gleichungen (Subtilität: ψ^* und ψ als unabhängig betrachten)

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi^*} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x^\mu} \right)}$$

$$\Longleftrightarrow \quad i\dot{\psi} = \frac{-\Delta}{2m} \psi$$

Die Form ist äquivalent zur Schrödingergleichung, die Bedeutung ist hier aber nur die einer klassischen Feldgleichung.

Kanonisch konjugierter Impuls

$$\pi = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\psi}} = i\psi^*$$

Hamiltonian $H = \int d^3x \mathcal{H}$

$$\mathcal{H} = \pi \cdot \dot{\psi} - \mathcal{L} = \frac{1}{2m} |\nabla \psi|^2$$

Poissonklammern

$$\{A, B\}_{PK} := \int \left(\frac{\partial A}{\partial \psi(\mathbf{x})} \frac{\partial B}{\partial \pi(\mathbf{x})} - \frac{\partial B}{\partial \psi(\mathbf{x})} \frac{\partial A}{\partial \pi(\mathbf{x})} \right) d^3x$$

$$\frac{\partial \psi(\mathbf{x})}{\partial \psi(\mathbf{y})} = \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

$$\{\psi(\mathbf{x}), \pi(\mathbf{y})\}_{PK} = \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

$$\{\psi(\mathbf{x}), \psi(\mathbf{y})\}_{PK} = 0$$

Quantisierung Rezept: “kanonische Quantisierung”

Ersetze $i\hbar \{ , \}_{PK} \longrightarrow [,]$. Die kanonische Quantisierung liefert Operatoren $\hat{\Psi}(\mathbf{x})$, $\hat{\pi}(\mathbf{x}) = i\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})$, $\hat{\mathcal{H}}$.

$$[\hat{\Psi}(\mathbf{x}), \hat{\Psi}(\mathbf{y})]^{(\pm)} = 0 \quad [\hat{\Psi}(\mathbf{x}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{y})]^{(\pm)} = \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

$$\hat{H} = \int d^3x \hat{\mathcal{H}}(\mathbf{x}) = \int d^3x \frac{1}{2m} (\nabla \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})) (\nabla \hat{\Psi}(\mathbf{x}))$$

2.5.3. Anhang: Kanonische Quantisierung

Rezept, um eine sinnvolle Quantentheorie zu definieren.

Klassische Theorie	Quantentheorie
<p>ein Paar von “kanonischen Variablen” q, \dot{q} “ein Freiheitsgrad”</p> <p>$L(q, \dot{q}) \rightarrow q, p = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}$ kanon. konj. Impuls</p> <p>$\rightarrow H(q, p) = p\dot{q} - L$</p> <p>Bewegungsgleichung</p> $\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = \frac{\partial L}{\partial q}$ <p>oder äquivalent</p> $\dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p} \quad , \quad \dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}$ <p>oder äquivalent</p> $\frac{d}{dt} A = \{A, H\}_{PK}$ <p>mit</p> $\{A, B\}_{PK} = \frac{\partial A}{\partial q} \frac{\partial B}{\partial p} - \frac{\partial A}{\partial p} \frac{\partial B}{\partial q}$	<p>Forderung: es existieren Operatoren auf dem Zustandsraum mit \hat{q}, \hat{p} und</p> $\hat{H} = H(\hat{q}, \hat{p})$ <p>mit $[\hat{A}, \hat{B}] = i\hbar\{A, B\}_{PK}$</p>

Verallgemeinerung: viele Variablen $q_1(t), q_2(t), q_3(t), \dots$ bzw. unendlich viele Variablen und auch kontinuierliche Variablen $q_x(t) =: q(t, x)$ (“Feld”)

Beispiel: Harmonischer Oszillator

$$L = \frac{m}{2} \dot{q}^2 - \frac{m\omega^2}{2} q^2$$

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = m\dot{q}$$

$$H = p\dot{q} - L = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega^2}{2} q^2$$

Bewegungsgleichung aus Lagrange

$$m\ddot{q} = -m\omega^2 q$$

Bewegungsgleichung aus Hamilton

$$\dot{p} = -m\omega^2 q \quad , \quad \dot{q} = \frac{p}{m}$$

QT: Operatoren \hat{q}, \hat{p} mit $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m\omega^2}{2} \hat{q}^2$$

Aus dem Kommutator $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$ folgt

$$\langle x|p\rangle = N \cdot e^{ipx/\hbar}$$

In Ortsdarstellung folgt

$$\hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$$

Warum ist das Rezept sinnvoll? \rightarrow Die so erzeugte QT reproduziert die ursprüngliche klassische Theorie im klassischen Limes!

Beispiel:

$$\begin{aligned}\hbar \frac{d}{dt} \langle \psi | \hat{p} | \psi \rangle &= \langle \psi | i[\hat{H}, \hat{p}] | \psi \rangle \\ [\hat{H}, \hat{p}] &= m\omega^2 \hat{q} i\hbar \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \langle \hat{p} \rangle &= -m\omega^2 \langle \hat{q} \rangle\end{aligned}$$

D.h. die QT liefert, dass die Erwartungswerte die klassischen Bewegungsgleichungen erfüllen!

Ehrenfest-Theorem

$$\frac{d}{dt} \hat{A} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{A}]$$

(Entspricht der klassischen Bewegungsgleichung mit Poissonklammern)

2.5.4 Quantenfeldtheorie und Impulsraum

Startpunkt: $\mathcal{L} = i\psi^* \psi - \frac{1}{2m} |\nabla \psi|^2$.

Wie kann man die Struktur des Zustandsraums ermitteln?

Ansatz: neue Operatoren $a_{\mathbf{p}}$:

$$\hat{\Psi}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \int d^3p a_{\mathbf{p}} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}$$

simple Rechnung erzeugt Vertauschungsrelationen:

$$[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{p}'}] = 0 \quad , \quad [a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{p}'}^\dagger] = \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$$

Hamiltonian wird zu

$$\hat{H} \int d^3p \frac{\mathbf{p}^2}{2m} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}}$$

[HIER FEHLT EIN GANZES STÜCK ZUM ERZEUGTEN FOCKRAUM UND ZUR INTERPRETATION DER ZUSTÄNDE - Vorlesung 16.06.2021]

2.5.5 Relativistische Quantenfeldtheorie

Frage: Kausalität? (Hier wurde viel gezeichnet... - Vorlesung 17.06.2021)

Man hat gezeigt, dass bei der Zeitentwicklung eines Orts-EZ zu einem späteren Zeitpunkt das Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit $\neq 0$ an einem raumartig getrennten Ort auftauchen kann \rightarrow nicht kausal!

Umformulierung mit Feldoperatoren

$$|\mathbf{x}\rangle = \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})|0\rangle$$

Heisenberg-Bild:

$$\hat{\Psi}_H(\mathbf{x}, t) = e^{i\hat{H}t} \hat{\Psi}(\mathbf{x}) e^{-i\hat{H}t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \int d^3p a_{\mathbf{p}} e^{-iE_{\mathbf{p}}t + i\mathbf{p}\mathbf{x}}$$

$$\hat{\Psi}_H^\dagger(\mathbf{x}, t)|0\rangle = e^{i\hat{H}t} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{x})|0\rangle = e^{i\hat{H}t} |\mathbf{x}\rangle$$

Kausalität: Übergang von Ereignis am Koordinatenursprung zu Ereignis am Raumzeitpunkt \mathbf{x}, t (Orts-eigenzustände mit Zeitentwicklung)

$$\langle \mathbf{x}, t | 0, 0 \rangle = \langle 0 | \hat{\Psi}_H(\mathbf{x}, t) \hat{\Psi}_H^\dagger(0, 0) | 0 \rangle = \langle 0 | [\hat{\Psi}_H(\mathbf{x}, t), \hat{\Psi}_H^\dagger(0, 0)] | 0 \rangle$$

Problem:

$$[\hat{\Psi}_H(\mathbf{x}, t), \hat{\Psi}_H^\dagger(0, 0)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^2} \int d^3p e^{-iE_{\mathbf{p}}t + i\mathbf{p}\mathbf{x}} =: \Delta(\mathbf{x}, t) \neq 0 \quad (\text{sogar für } |\mathbf{x}| > ct)$$

Lösungsmöglichkeiten:

- $E_{\mathbf{p}} = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ korrekt relativistisch
- Lorentzinvariantes Integralmaß

$$\int d^3p \longrightarrow \int d^4p \delta((p^0)^2 - \mathbf{p}^2 - m^2) \theta(p^0)$$

Damit ist $\hat{\Psi}_H(\mathbf{x}, t)$ ein Skalarfeldoperator (unter Lorentztransformation). Vertauschungsrelation nicht wesentlich geändert, aber $\Delta(\mathbf{x}, t)$ ist jetzt lorentzinvariant.

$$\Delta(x^\mu) = \Delta(\Lambda^\mu{}_\nu x^\nu)$$

- Es muss einen zweiten Teilchentyp geben, welcher die selbe Energie-Impuls-Relation haben sollte (selbe Ruhemasse), aber neue Erzeuger $b_{\mathbf{p}}^\dagger, \hat{\Phi}_H(\mathbf{x}, t)$.

Kausaler Feldoperator:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}_{\text{kausal}}(\mathbf{x}, t) &= \hat{\Psi}_H(\mathbf{x}, t) + \hat{\Psi}_H^\dagger(\mathbf{x}, t) \\ &= \int d^4p \delta(p^2 - m^2) \theta(p^0) \left[a_{\mathbf{p}} e^{-iE_{\mathbf{p}}t + i\mathbf{p}\mathbf{x}} + b_{\mathbf{p}}^\dagger e^{iE_{\mathbf{p}}t - i\mathbf{p}\mathbf{x}} \right] \end{aligned}$$

$$[\hat{\Psi}_{\text{kausal}}(\mathbf{x}, t), \hat{\Psi}_{\text{kausal}}^\dagger(0, 0)] = \Delta(x^\mu) \mp \Delta(-x^\mu)$$

Falls $|\mathbf{x}| > ct$: $-x^\mu$ und x^μ gehen durch Lorentztransformation ineinander über.

\Rightarrow Aufgrund der Lorentzinvariant von Δ ist der Kommutator für raumartig getrennte Bosonen $= 0$.

Bedeutung

- relativistische QT muss QFT sein, um Kausalität zu ermöglichen
- Antiteilchen müssen existieren mit selber Ruhemasse \rightarrow Fundamentale Vorhersage \rightarrow bestätigt!
- Theorie aufgebaut aus kausalen Feldoperatoren, d.h. $a_{\mathbf{p}} \leftrightarrow b_{\mathbf{p}}^\dagger$ tauchen immer gemeinsam auf, z.B. auch im Hamiltonian.
 - \Rightarrow Teilchenvernichtung \leftrightarrow Antiteilchenerzeugung
 - Teilchenzahl kann nicht konstant bleiben \rightarrow bestätigt!
- Das Vorzeichen in $[,]^{(\pm)}$ muss $-$ sein \rightarrow Bosonen!
 - \Rightarrow fundamentale Vorhersage: Bosonen haben ganzzahligen Spin, Fermionen halbzahligen Spin \rightarrow bestätigt!

2.5.6 Ausblick auf QFT für Vielteilchensysteme

Lineare Kette mit Orten q_1, \dots, q_N . Bsp. nur nächste-Nachbar-WW.

$$L = \sum_i \frac{m}{2} \dot{q}_i^2 - \sum_i \kappa \frac{(q_{i+1} - q_i)^2}{2}$$

\Rightarrow Vibrationswellen/Schallwellen mit Dispersionsrelation $\omega(k)$

Quantisierung liefert Schallwellenquanten (“Phononen”)

Kapitel 3

Streutheorie

3.1 Grundbegriffe

3.1.1 Motivation

Interessante Fragen:

- zeitabhängige Phänomene \rightarrow Prozesse
- Wie findet man \hat{H} aus gegebenen Energie-EW?

Streuung: Ein Teilchen bewegt sich auf ein Potential zu und wird abgelenkt. Die Ablenkung hängt mit der Struktur des Potentials zusammen.

Beispiel:

- elastische Streuung: Natur/innere Struktur der Teilchen ändert sich nicht, E , $|\mathbf{p}|$ bleiben gleich. (z.B. Rutherford, Compton, Bhabha, Rayleigh)
- inelastische Streuung: Innere Struktur der Teilchen kann sich ändern. (z.B. Photoeffekt, $e^- + H^{1s} \rightarrow e^- + H^{2s}$, $pp \rightarrow pp + \pi^0$)

3.1.2 Übersicht

[Hier gab es einige Zeichnungen]

Wichtige Parameter:

- Streuwahrscheinlichkeit in gewisse Winkel $\rightarrow \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$
- Größe des Streuteilchens / “Ausdehnung” des Potentials \rightarrow de-Broglie-Wellenlänge $|\mathbf{p}| = \frac{h}{\lambda} \leftrightarrow$ Reichweite des Potentials.
Falls $\lambda \ll$ Reichweite \Rightarrow innere Struktur des Potentials auflösbar, sonst sehr einfache Winkelverteilung
- Stärke des Potentials \rightarrow falls $|V| \ll E$, evtl “Taylorentwicklung” in V möglich

Themenübersicht

- Allgemeine Formulierung:

S - T -Matrix, $\langle \sim \text{freie Teilchen für } t \rightarrow \infty | \sim \text{freie Teilchen bei } t \rightarrow -\infty, p_i \rangle$

Relation S -Matrix \leftrightarrow Wirkungsquerschnitt

optisches Theorem

exakte Gleichungen: Lippmann-Schwinger-Gleichung, Greensche Funktionen \rightarrow Näherungen

Näherungen: zeitabhängige Störungstheorie (\rightarrow Feynmandiagramme der Teilchenphysik)

- nichtrelativistische elastische Streuung an Potential $V(\mathbf{x})$

Spezialfall, in obigem enthalten

Streuwellen $\sim f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}$

Relation $f \leftrightarrow$ Wirkungsquerschnitt

Störungstheorie für kleines $V \rightarrow$ Bornsche Näherung

Partialwellenentwicklung \rightarrow insbesondere für kleine Reichweite

- (Themenreihenfolge von unten nach oben)

3.1.3 Grundstruktur der 3-dimensionalen Streuung (nichtrelativistisch, elastisch)

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hat{V} = \hat{H}_0 + \hat{V}$$

Annahme: $|\mathbf{x}| \cdot V(\mathbf{x}) \rightarrow 0$ für $|\mathbf{x}| \rightarrow \infty$.

Suche Lösung $\psi(\mathbf{x}, t)$ für einfallenden Zustand E, \mathbf{p} .

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad , \quad E = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} > 0$$

Vgl. 1D Potentialstufe $V(x) \sim \Theta(a - |x|)$: Einfallende Welle resultiert in einer reflektierten und transmittierten Welle mit Koeffizienten r und t .

$$\psi(x) = \begin{cases} \text{links} & e^{ipx} + re^{-ipx} \\ \text{rechts} & te^{ipx} \\ \text{mitte} & \text{irgendwas} \end{cases}$$

Ansatz

- einlaufend: $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}}$
- auslaufend: $f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}$

$$\psi_{\text{gesamt}} \cong e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}$$

Der Ansatz löst die Schrödingergleichung für $x \rightarrow \infty$.

Beweis:

$$\hat{H}\psi = \left[\frac{\hbar^2}{2m} (-i\nabla)^2 + V(\mathbf{x}) \right] \psi = E\psi = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} \psi$$

$$\Leftrightarrow \frac{\hbar^2}{2m}(-\Delta - \mathbf{k}^2)\psi(\mathbf{x}) = -V(\mathbf{x})\psi(\mathbf{x})$$

$x \rightarrow \infty$:

$$(\Delta + \mathbf{k}^2)\Psi(\mathbf{x}) = 0$$

Das gilt trivialerweise für die einfallende Welle.

Gestreute Welle (Längere Rechnung \rightarrow schreibe Δ in Kugelkoordinaten)

$$\Delta\psi_{\text{streu}} \stackrel{r \rightarrow \infty}{\simeq} (ik)^2 f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r} + \mathcal{O}(r^{-2}) = -k^2 \psi_{\text{streu}}$$

Damit haben wir die asymptotische Lösung durch einlaufendes ϕ und auslaufende Kugelwelle bestimmt, die interessante Größe ist die *Streuamplitude* $f(\theta, \varphi)$.

Messbare Stromdichten Gegeben sei ein Teilchenstrahl mit einer gegebenen Anzahl an Teilchen pro Zeit pro Fläche. $:= |\mathbf{j}_{\text{ein}}|$ (Einlaufende Stromdichte)

Nach Streuung betrachten wir Teilchen in einem infinitesimalen Raumwinkel $d\Omega$ und zählen darin die Teilchen pro Zeit. $:= dI_{\text{aus}}$ (auslaufender Strom)

Das Verhältnis der beiden Größen wird als *differenzieller Wirkungsquerschnitt* $d\sigma$ definiert:

$$d\sigma \cdot |\mathbf{j}_{\text{ein}}| = dI_{\text{aus}}$$

und

$$dI_{\text{aus}} = |\mathbf{j}_{\text{streu}}| \cdot r^2 d\Omega$$

Konkret mit obiger Streulösung:

$$\mathbf{j}_{\text{ein}} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \quad \mathbf{j}_{\text{aus}} = \frac{\hbar k \mathbf{e}_r}{m} \frac{1}{r^2} \cdot |f(\theta, \phi)|^2 + \mathcal{O}(r^{-3})$$

Damit:

$$\boxed{d\sigma = |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega}$$

3.2 Detail-Analyse der Potentialstreuung

3.2.1 Differentialgleichung, Greenfunktion, Integralgleichung

Gewünscht: $\hat{H}\psi_{\mathbf{k}} = E\psi_{\mathbf{k}}$, $E = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m}$

$$(\Delta + \mathbf{k}^2)\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) = v(\mathbf{x})\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) \quad \text{mit} \quad v(\mathbf{x}) := \frac{2m}{\hbar^2} V(\mathbf{x})$$

Außerdem gewünscht ist die Randbedingung

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) \cong e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ik|\mathbf{x}|}}{r}$$

Greensche-Funktion obigen Form der Schrödingergleichung:

$$(\Delta + k^2)G(\mathbf{x}) = \delta^{(3)}(\mathbf{x}) \quad \text{mit dem "Yukawapotential"} \quad G(\mathbf{x}) = -\frac{e^{ik|\mathbf{x}|}}{4\pi|\mathbf{x}|}$$

Damit lässt sich die Schrödingergleichung zu einer Integralgleichung umformen:

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + \int d^3x' G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') v(\mathbf{x}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}')$$

Bemerkungen:

- Das ist eine Integralgleichung für $\psi_{\mathbf{k}}$ (immer noch nichttrivial)
- Ist äquivalent zur Schrödingergleichung (Beweis durch Einsetzen)
- Randbedingung ist auch erfüllt:

Ebene Welle steht schon da, das Integral werten wir für $|\mathbf{x}| \gg$ Reichweite des Potentials, $|\mathbf{x}| \gg |\mathbf{x}'|$ aus:

$$|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| = |\mathbf{x}| \left(1 - \mathbf{e}_x \cdot \frac{\mathbf{x}'}{|\mathbf{x}|} + \dots \right) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} |\mathbf{x}| - \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{x}'$$

$$\frac{e^{ik|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \cong \frac{e^{ikx} e^{-ik'x'}}{x} \quad \text{mit} \quad k' = \mathbf{e}'_x \cdot \mathbf{k}$$

Damit

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) \cong e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \underbrace{\left(-\frac{1}{4\pi} \right) \int d^3x' e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}'} v(\mathbf{x}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}')}_{=f(\mathbf{e}_{\mathbf{k}'})=f(\theta,\varphi)}$$

3.2.2 Bornsche Näherung

Näherung für schwache Potentiale, V ="klein"

$$\psi_{\mathbf{k}\mathbf{x}} = \phi_{\mathbf{k}\mathbf{x}} + \int_{x'} G_{xx'} v_{x'} \psi_{\mathbf{k}x'}$$

Variablen umbenennen:

$$\psi_{\mathbf{k}\mathbf{x}'} = \phi_{\mathbf{k}\mathbf{x}'} + \int_{x''} G_{x'x''} v_{x''} \psi_{\mathbf{k}x''}$$

Einsetzen der zweiten Gleichung in das erste Integral:

$$\psi_{\mathbf{k}\mathbf{x}} = \phi_{\mathbf{k}\mathbf{x}} + \int_{x'} G_{xx'} v_{x'} \phi_{\mathbf{k}x'} + \int_{x'} \int_{x''} G_{xx'} v_{x'} G_{x'x''} v_{x''} \psi_{\mathbf{k}x''}$$

Die ersten beiden Terme sind bekannt, der letzte enthält noch ψ . Durch Iteration dieses Verfahrens verschiebt sich der unbekannte Term weiter nach hinten. Es entsteht eine Potenzreihe in $v(\mathbf{x})$.

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) = \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) + \psi_{\mathbf{k}}^{(1)}(\mathbf{x}) + \dots$$

Für alle Ordnungen gibt es eine explizite Form. Oft reichen wenige Ordnungen aus.

Allerdings: es ist nicht klar, ob $\psi_{\mathbf{k}}$ als Potenzreihe darstellbar bzw. ob die Potenzreihe konvergent ist.

Ergebnis für Streuamplitude

$$f = f^{(1)} + f^{(2)} + \dots$$

$$f^{(n)} = -\frac{m}{2\pi} \int d^3x' e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}'} V(\mathbf{x}') \psi_{\mathbf{k}}^{(n-1)}(\mathbf{x}')$$

Besonders interessant: 1. Bornsche Näherung

$$f^{(1)} = -\frac{m}{2\pi} \int d^3x' e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{x}'} V(\mathbf{x})$$