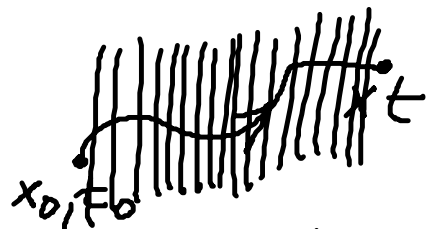


6.6.2007

Dichtematrix als doppeltes Pfadintegral

Influenzfunctional \mathcal{F}



$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}[q(t'), q'(t')] &\equiv \int dx_0 dx_0' dx \langle x_0 | \rho_B | x_0' \rangle \\
 &\cdot \underbrace{\int_{x_0}^x \mathcal{D}X e^{i(S[x] + S[x, q])}_{H_B + H_{SB}}}}_{\langle x | \mathcal{U}_B[q] | x_0 \rangle} \underbrace{\int_{x_0'}^x \mathcal{D}X' e^{-i(S[x'] + S[x', q'])}}_{\langle x | \mathcal{U}_B[q'] | x_0' \rangle^*}
 \end{aligned}$$

$H_B + H_{SB}[q]$, $U_B[q]$ ist der Propagator für $H_B + H_{SB}[q]$

Beispiel $H_{SB} = 0$ $-i\hat{H}_B t$

Beispiel: $H_B = \frac{1}{2} \frac{p^2}{m} + \frac{1}{2} k \Omega^2 x^2$

- $H_{SB}(t) = \alpha x \cdot q(t)$ z.B. lineare Kopplung
- Zeitabhängig

Damit $\mathcal{F}[q(t'), q'(t')] =$

$$= \int dx_0 dx'_0 dx \left(\langle x_0 | \rho_B | x'_0 \rangle \langle x | U_B[q] | x_0 \rangle \cdot \langle x'_0 | U_B^\dagger[q'] | x \rangle \right)$$

$$= \text{Tr}_B \left(U_B[q] \rho_B U_B^\dagger[q'] \right)$$

$$= \text{Tr}_B \left(\rho_B U_B^\dagger[q'] U_B[q] \right)$$

$\int dx'_0 |x'_0\rangle \langle x'_0| = 1$ $\int dx_0 |x_0\rangle \langle x_0| = 1$

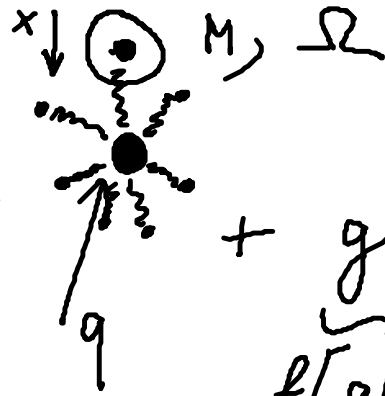
Diskussion:

1) $q(t) = q'(t) \quad \forall t$

$\Rightarrow \mathcal{F}[q(t'), q'(t')] = 1$

2) $|\mathcal{F}[q(t'), q'(t')]| \leq 1$

Influenz/funktionaltheorie für harmonische Oszillatoren



$$H_B + H_{SB}[q] \equiv \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2} M \Omega^2 x^2 + g(t) \cdot x$$

$$= H_B(t)$$

• getriebener harm. Osz.

• Ankopplung an x ist linear.

z.B. $H_{SB} = \underbrace{d^3 q(t)}_{g(t)} \cdot x$



Wir brauchen $U_B(t)$, d.h. die Lösung von

$$i \frac{\partial}{\partial t} U_B(t) = H_B(t) U_B(t) \quad *$$

$$U_B(0) = 1$$

Formale Lösung:

$$U_B(t) = T e^{-i \int_0^t dt' \hat{H}_B(t')}$$

\uparrow Zeitordnungsoperator

* sukzessive (iterativ) lösen.
(Nachschauem QM)

Vorsicht: $H_B(t')$ und $H_B(t'')$ vertauschen nicht.

Ansatz: $\tilde{U}_X(t) = e^{-iA(t)} e^{-iB(t)\hat{X}} e^{-iC(t)\hat{p}}$

$A(t), B(t), C(t)$ Funktionen, die bestimmt werden müssen. $\rightarrow g(t) \cdot x$

Transf. ins WW-Bild, d.h. $H_B(t) = H_0 + V(t)$
 $H_B = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\Omega^2 x^2$

$$u_B(t) = e^{-iH_0 t} \tilde{u}(t)$$

$$\Rightarrow i\frac{\partial}{\partial t} \tilde{u}(t) = \tilde{V}(t) \tilde{u}(t) \quad *$$

$$\tilde{V}(t) \equiv e^{iH_0 t} V(t) e^{-iH_0 t}$$

$$= g(t) \left\{ \hat{x} \cdot \cos \Omega t + \frac{\hat{p}}{m\Omega} \sin \Omega t \right\}$$

Jetzt (*): zusammen mit Ansatz für $\tilde{u}(t)$

$$i\frac{\partial}{\partial t} \tilde{u}(t) = \dot{A}(t) \tilde{u}(t) + \hat{x} \dot{B}(t) \tilde{u}(t) +$$

$$+ \dot{C}(t) e^{-iA(t)} \hat{p} e^{-iB(t) \hat{x}} \hat{p} e^{-iC(t) \hat{p}}$$

$$\hat{p} e^{-iB(t) \hat{x}} + \underbrace{\left[e^{-iB(t) \hat{x}}, \hat{p} \right]}$$

$$\left[e^{-i d \hat{x}}, \hat{p} \right] = i\frac{\partial}{\partial x} e^{-i d x} = d e^{-i d x} \quad (\ddot{u}A)$$

$$= \left(\dot{A}(t) + \hat{x} \dot{B}(t) + \hat{p} \dot{C}(t) + B(t) \dot{C}(t) \right) \tilde{u}(t)$$

$$= g(t) \left\{ \hat{x} \cos \Omega t + \frac{\hat{p}}{m\Omega} \sin \Omega t \right\} \tilde{u}(t)$$

Vergleich: $\dot{B}(t) = g(t) \cos \Omega t \Rightarrow B(t) = \int_0^t dt' g(t') \cos \Omega t'$

$$C(t) = \frac{1}{m\Omega} \int_0^t dt' g(t') \sin \Omega t'$$

$$\dot{A}(t) = -B(t)\dot{C}(t)$$

$$\Rightarrow A(t) = -\frac{1}{m\Omega} \int_0^t dt' \int_0^{t'} ds g(t')g(s) \cos \Omega s \sin \Omega t'$$

$$\langle x | U_B(t) | x' \rangle = \langle x | \underbrace{e^{-iA(t)}}_{\uparrow e^{-iH_0 t}} e^{-iB(t)\hat{x}} \underbrace{e^{-iC(t)\hat{p}}}_{\uparrow e^{-iH_0 t}} | x' \rangle$$

(Impulsoperator erzeugt Translationen \Rightarrow Lie-Algebra \mathfrak{QM} : Symmetrien (Grüner))

$$= e^{-iA(t)} \langle x | \underbrace{e^{-iB(t)\hat{x}}}_{\uparrow e^{-iH_0 t}} | x' + C(t) \rangle$$

$$= e^{-iA(t)} \underbrace{\langle x | e^{-iH_0 t} | x' + C(t) \rangle}_{\langle x | e^{-iH_0 t} | y \rangle} e^{-iB(t)[x' + C(t)]}$$

$\langle x | e^{-iH_0 t} | y \rangle$ für harm. Oszill.

$$\langle x | e^{-iH_0 t} | y \rangle = \sqrt{\frac{m\Omega}{2\pi i \sin \Omega t}} e^{\frac{iH\Omega}{2\sin \Omega t} \{ (x^2 + y^2) \cos \Omega t - 2xy \}}$$

$$1 = \sum_n |n\rangle \langle n|$$

ÜA

Exkurs:

$$\langle x | e^{-iH_0 t} | y \rangle = \sum_n \langle x | e^{-iH_0 t} | n \rangle \langle n | y \rangle$$

$$H_0 |n\rangle = \epsilon_n |n\rangle$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} e^{-i\epsilon_n t} \langle x | n \rangle \langle n | y \rangle$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(x) \Psi_n^*(y) e^{-i\epsilon_n t} = G(xt, yt=0)$$

Damit $\Psi(x,t) = \int dy G(xt; yt=0) \Psi_0(y,0)$

Hier $\Psi_n(x)$: WF des harm. Oszillators
 $\propto H_n(x) e^{-x^2/2}$

L

Influentialfunktional

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[q(t'), q'(t')] &= \text{Tr}_B \left(\rho_B U_B^\dagger[q'] U_B[q] \right) \\ &= \text{Tr}_B \left(\rho_B e^{iC\hat{p}} e^{iB\hat{x}} e^{iA'} e^{iA} e^{-iB\hat{x}} e^{-iC\hat{p}} \right) \\ &= e^{i(A'-A)} \int dx \langle x | \rho_B | e^{iC\hat{p}} e^{i(B'-B)x} e^{-iC\hat{p}} | x \rangle \\ &= e^{i(A'-A)} \int dx \langle x | \rho_B | x + C - C' \rangle e^{i(B'-B)(x+C)} \end{aligned}$$

$\langle x | \rho_B | y \rangle$

Matrixelement des Boltzmann-Anfangszustands

$$\rho_B = \frac{e^{-\beta \hat{H}_B}}{\mathcal{Z}_B}$$

kan. Ensemble

$it \mapsto \beta$ Wick-Rotation

Vergleich:

$$\langle x | e^{-i\hat{H}t} | y \rangle$$

$$\langle x | \rho_B | x' \rangle = \frac{1}{\mathcal{Z}} \sqrt{\frac{m\Omega}{2\pi \sinh \Omega\beta}} e^{\frac{-m\Omega}{2 \sinh \Omega\beta} \{ (x^2 + x'^2) \cosh \Omega\beta - 2xx' \}}$$

$$F[q_u, q'_u] \equiv e^{-\underbrace{\Phi[q_u, q'_u]}_{\text{Influenzphase}}} \quad q_u = q(t')$$

$$\begin{aligned} \Phi[q_u, q'_u] &= \int_0^t dt' \int_0^{t'} ds \left\{ F[q_u] - F[q'_u] \right\} \times \\ &\quad \times \left\{ L(t'-s) F[q_s] - L^*(t'-s) F[q'_s] \right\} \end{aligned}$$

$$L(\tau) = \frac{1}{2\pi\Omega} \left(\coth\left(\frac{\beta\Omega}{2}\right) \omega\Omega\tau - i \sin\Omega\tau \right)$$

$$\beta = \frac{1}{k_B T}$$

$$L(\tau) = \langle x(\tau)x \rangle_0 \quad \text{van-Hove}$$

Auslenkungskorrelationsfunktion.