

Interpretation des Dichtematrixelemente

$$P_u = \text{sp}(\rho |u\rangle\langle u|) = \rho_{uu} \equiv \rho_u$$

Wahrscheinlichkeit System im Eigenzustand $|u\rangle$, von
z.B. $H|u\rangle = E_u|u\rangle$ zu finden.

$$P_{mu} = \text{sp}(\rho |u\rangle\langle m|) = \rho_{mu}$$

Übergangswahrscheinlichkeitsamplitude
von $|m\rangle \rightarrow |u\rangle$

Was man braucht um $\langle O_S \rangle$ zu berechnen sind

$\rho_{uu}(t)$, für $m=u$ und auch $m \neq u$.

Gleichungen dafür sind Dichtematrixgleichungen:

aus von Neumanngleichg -

$$i\hbar \partial_t \rho = [H, \rho] \xrightarrow{?} \dot{\rho}_{uu}, \dot{\rho}_{mu} = ?$$

$\langle u | \dots | u \rangle$ nehmen

$$\begin{aligned} i \hbar \partial_t \rho_{uu}(t) &= \langle u | H \rho - \rho H | u \rangle \\ &= \sum_m \left(\langle u | H | m \rangle \langle m | \rho | u \rangle \right. \\ &\quad \left. - \langle u | \rho | m \rangle \langle m | H | u \rangle \right) \end{aligned}$$

$$\| i \hbar \partial_t \rho_{uu} = \sum_m (H_{um} \rho_{mu} - \rho_{um} H_{mu})$$

Beziehung für $\rho_{uu} \equiv \rho_u$ koppelt an ρ_{um} ($u \neq m$)

brauche also Gleichung für ρ_{um} , analog $\sum_i |i\rangle \langle i|$
Achtung!

$$\| i \hbar \partial_t \rho_{um} = \sum_i (H_{mi} \rho_{iu} - \rho_{mi} H_{iu})$$

man hat ein geschlossenes Gleichungssystem für
 ρ_{um} die Dichtematrix in der Darstellg. von den

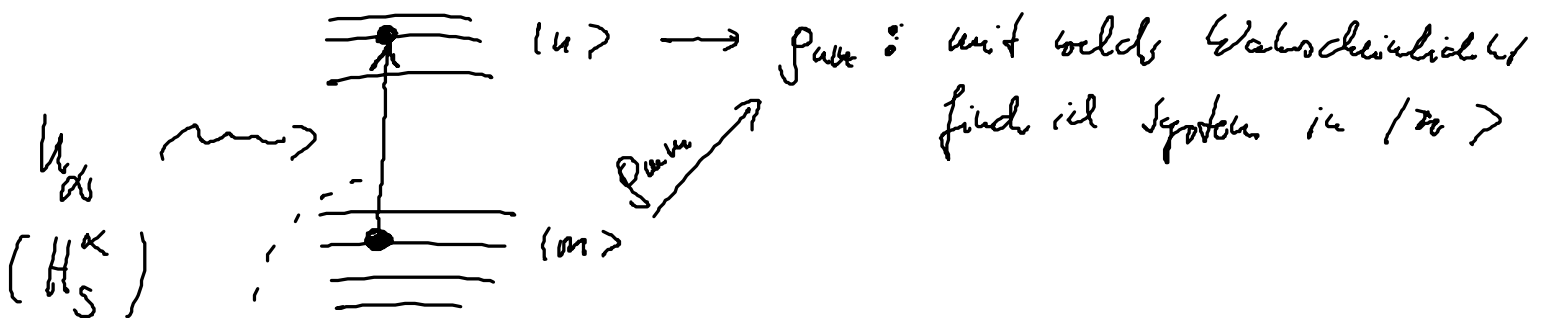
Eigenwertproblem $H_S |u\rangle = \epsilon_u |u\rangle$

$$H = H_S + H_S^\alpha$$

↑
exter. Felder sind
nicht diagonal

Interpretation:

← Energiespektrum von H_S



$|u\rangle \rightarrow p_{\mu\nu}$: mit welcher Wahrscheinlichkeit
findet sich System in $|u\rangle$

$p_{\mu\nu}$: Übergangswahrscheinlichkeitsamplitude
zwischen Zuständen

(kennen Sie von Fermis Goldenen Regel ohne Umgebung.)

wenn H_{ij} bekannt wären, könnte man bei

bekannter Anfangsbedingg. System lösen,

daher ist dies der nächste Schritt:

2.3. Vorurteilsfreie Schätzung des statistischen

Operators zu einem festen Zeitpunkt

Motivation: p_{un} ($t_0 < \text{Einkaufszeitpunkt des Feldes } \varphi_x(t)$)

bestimmen, hier formulieren wir das so allgemein,
daß später ^{Theorie} auch für eine Abfolge von t_0 's, also
 $p_{\text{un}}(t)$ bei längerschaltem Feld gilt.

2.3.1. Unschärfemaß des statist. Operators

Problem: $\{f_r\}$ sei Satz v. Observablen

(z.B. N, E im Gas)

- andere Infos sollen nicht gemessen werden

Wenn wir $p(t_0)$ festlegen, so muß das so geschehen,
daß nicht mehr Info als $\{f_r\}$ festgelegt wird.

- um sich zuteile, daß wir nicht mehr Info
fordern als was zuteilt bilden wir

Unschärfemaß $y(g)$ und y soll angeben

wie weit wir von reinem Zustand entfernt

- später wird y maximiert (Nicht wissen maximieren)
unter der Nebenbedingung $\{ \langle g_p \rangle \}$ um p zu finden

→ vorurteilsfreie Wahl zickert
keine andere Observable aus!
kennt bzw. in Exp. festlegt

Definition des Unschärfemaßes:

$$y(p) = -k \operatorname{sp}(p \ln p)$$

Funktional von p

(analog: informations theoretische Maß v. C. Shannon (46))

ist das sinnvoll?

a) $y(p)$ sollte positiv sein, um Maß f. Unschärfe zu geben

b) $y(p)$ sollte 0 sein f. einen reinen Zustand

c) $y(p)$ sollte ∞ sein für einen komplett
unbestimmten Zustand

ist zu zeigen:

a) mit $\rho(|r_m\rangle) = r_m |r_m\rangle$ Eigenwertgleichung f. ρ

$$\eta(\rho) = -k \operatorname{sp}(\rho \ln \rho) = -k \sum_m \langle r_m | \rho \ln \rho | r_m \rangle$$

$$= -k \sum_m r_m \ln r_m \geq 0$$

$$1 \geq r_m \geq 0 \rightarrow \ln r_m < 0$$

b) mit $\rho_0 = |\psi_{i0}\rangle \langle \psi_{i0}|$ $|\psi_{i0}\rangle$ ist der reine Zustand

Eigenwertproblem $|\psi_{i0}\rangle \langle \psi_{i0}| \psi\rangle = r |\psi\rangle$

erfüllt für $|\psi\rangle = |\psi_{i0}\rangle$, $r = 1$

$$\eta(\rho_0) = -k \sum_{m=0} r_m \ln r_m = -k 1 \cdot \ln 1 = 0$$

↑
reiner Zustand

c) völlige Unbestimmtheit:

betrachtet Hilbertraum der Dimension d

am Ende $d \rightarrow \infty$ (wie z.B. in nichtiger Karte)

$w_i = \frac{1}{d}$ die Wahrscheinlichkeit der Realisierung
muß gleich sein (analog Würfeln)

$$\rho = \sum_i w_i |i\rangle\langle i| = \frac{1}{d} \mathbb{1}$$

$$\begin{aligned} \chi(\rho_d) &= -k \sum_{i=1}^d \left\langle i \left| \frac{1}{d} \ln \frac{1}{d} \right| i \right\rangle \\ &= +k \sum_{i=1}^d \frac{1}{d} \ln d = +k \frac{d}{d} \ln d \end{aligned}$$

$$d \rightarrow \infty, \quad \chi(\rho) = \infty$$

→ alle Funktionen sind sinnvoll, damit $\chi(\rho)$ ein sinnvolles Unschärfemaß $\forall \rho$ ist

Jetzt können wir $\chi(\rho)$ nehmen um ρ zu bestimmen.

2.3.2. Der generalisierte skalarische Operator

wollt aus $\chi(\rho) \rightarrow \rho$ sinnvoll finden,

aber nicht eindeutig, aber das Wissen über

$\{G_D\}$ hilft:

→ Wir maximiere $\eta(\rho)$ also unser Mittelwissen
 unter den Bedingungen des „Wissens“ von G_ν .
 „vorwärts frei“.

Nebenbedingungen: $\langle G_\nu \rangle = \text{sp}(\rho G_\nu)$

↑
 z.B. E, N

$\text{sp}(\rho) = 1$

Ergebnis bevor es bewiesen wird:

Der stationäre Operator R der alle Forderungen:

$\eta(R) = \text{maximal}$, $\text{sp}(G_\nu \rho) = \text{sp}(G_\nu R)$; $\text{sp}(R) = 1$

erfüllt heißt „generalisierter kanonischer stationärer Operator“
 (GKSO)

$$R(G_\nu) = \frac{1}{Z(G_\nu)} e^{-\sum_\nu \lambda_\nu G_\nu}$$

↑
 bezeichnet die
 Beobachtungsoperatoren

- $Z(g_\nu) \equiv Z = \text{sp} \left(e^{-\sum_r \lambda_r g_r} \right)$ Normierungsfaktor
 und wird Zustandssumme genannt

- es finden neue Lagrange faktoren λ_ν auf die die Umgebung (z.B. Temperatur) charakterisieren
 λ_ν noch unbestimmt: Bsp.: $g_1 = H$, $R \propto e^{-H/kT}$
 $\lambda_1 = \frac{1}{kT}$

- Bedeutung der Zustandssumme:

$$\langle g_\nu \rangle = - \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \lambda_\nu} \quad \text{bestimmt die Messgrößen}$$

↑
 Messgrößen

$$\text{aus: } \langle g_\nu \rangle = \text{sp} \left(g_\nu \frac{e^{-\sum_r \lambda_r g_r}}{Z} \right)$$

$\rho = R$ liegt damit f. feste Zeitpunkt vor und damit
 könnte bei Eisdehke von $k_\alpha(H)$ die Dichte mehr x gl.
 gelöst werden.

Beweis f. GKS O : 3 Schritte, a, b, c

a) Ausdruckmaß für R ableiten:

$$R = \frac{1}{Z} e^{-\sum \lambda_\nu g_\nu}, \quad \ln R = -\sum \lambda_\nu g_\nu - \ln Z$$

$$\eta(R) = -k \operatorname{sp}(R \ln R) = k \sum \lambda_\nu \langle g_\nu \rangle + k \ln Z$$

// wir nehmen ein beliebiges statist. Operator ρ und
zeige $\eta(R) \geq \eta(\rho)$ ist. (Idee d. Beweises)

$$b) \operatorname{sp}(\rho \ln R) = -\sum \lambda_\nu \operatorname{sp}(\rho g_\nu) - \ln Z \equiv \operatorname{sp}(R \ln R)$$

↑
ausb. = $\operatorname{sp}(R g_\nu)$

$$c) \operatorname{sp}(\rho \ln \rho) - \operatorname{sp}(R \ln R) =$$

spiegelt später wieder, was
größer ist

$$\rho |r_m\rangle = r_m |r_m\rangle$$

$$R |w_n\rangle = r_n |w_n\rangle$$

$$\operatorname{sp}(\rho \ln \rho) - \operatorname{sp}(\rho \ln R) =$$

$$\sum_m r_m (\ln r_m - \langle r_m | \ln R | r_m \rangle) =$$

↖ $\langle r_m | r_m \rangle = 1$



$$= \sum_{u, u'} \left(\langle r_u | w_{u'} \rangle \langle w_{u'} | r_u \rangle r_u \ln r_u - r_u \langle r_u | \ln R | w_{u'} \rangle \langle w_{u'} | r_u \rangle \right)$$

$$= \sum_{u, u'} |\langle r_u | w_{u'} \rangle|^2 r_u (\ln r_u - \ln R_u)$$

$$= \sum_{u, u'} |\langle r_u | w_{u'} \rangle|^2 (-r_u) \ln \left(\frac{R_u}{r_u} \right) \quad \left(\begin{array}{l} \text{verwendet} \\ \ln x \leq x - 1 \end{array} \right)$$

$$\geq \sum_{u, u'} |\langle r_u | w_{u'} \rangle|^2 (-r_u) \left(\frac{R_u}{r_u} - 1 \right)$$

$$= \sum_{u, u'} |\langle r_u | w_{u'} \rangle|^2 (r_u - R_u)$$

$$= \sum_u r_u - \sum_u R_u = 0$$

$$\rightarrow \text{sp}(g \ln g) \geq \text{sp}(R \ln R) \quad | -k$$

$$\eta(g) \leq \eta(R)$$

R hat offensichtlich den maximalen
 Entropiewert f. die vorgegebenen NB.