

UNIVERSITÄT REGENSBURG

THEORETISCHE PHYSIK IV:

Quantenstatistik

gesetzt von uns

14. Mai 2020

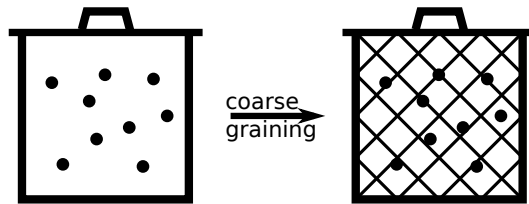
Inhaltsverzeichnis

1	Statistische Mechanik und Thermodynamik	4
1.1	Fragestellung	4
1.1.1	Viele mikroskopische Freiheitsgrade - Mikrozu- stände	4
1.1.2	Beobachtungsgrößen - Makrozustände	5
1.2	Statistische Theoriebildung	6
1.2.1	Das Versagen des idealtypischen Vorgehens	6
1.2.2	Mikrozustände, Makrozustände, Reproduzierbar- keit und Course gaining	7
1.3	Ensemble	7
1.3.1	Wie Ensemble zu bilden sind - Beispiel: kineti- sche Gastheorie	7
1.3.2	Course-graining	8
1.4	Exkurs: Emergenz der Entropie	9
2	Grundlegende Konzepte der Statistik und der Wahrschein- lichkeitstheorie	10
2.1	Klassische Statistik	10
2.1.1	Motivation für die Einführung der Phasenraum- dichte:	12
2.1.2	Generische Eigenschaften von $\rho(p, x)$	12
2.1.3	Korrelation	13
2.2	Quantenstatistik	15
2.2.1	Quanten-Mittelwerte	15
2.2.2	Dichteoperator	16
3	Mikrokanonische Ensemble	17
3.1	Eigenschaften der integrierten Zustandsdichte	17

3.2	Kanonische Ensemble	18
3.3	Der reduzierte Dichteoperator eines mikrokanonischen Ensembles	19
3.4	Energie der Temperatur	20

1 Statistische Mechanik und Thermodynamik

1.1 Fragestellung



Obwohl durch mikroskopische Theorien, wie der Quantenmechanik, die Beschreibung von Systeme exakt gelingt, ist diese Methode nur für wenige Teilchen sinnvoll. Einen praxistauglichen Ansatz liefert die statistische Mechanik. Hierbei wird von einer mikroskopischen Beschreibung, links im Bild dargestellt durch einzelne Teilchen im Topf, zu einer Makroskopischen, rechts durch große Untersysteme, die selbst einige Millionen Teilchen beinhalten, übergegangen. Der Schritt hin zu makroskopischen Messgrößen, die diese Untersysteme charakterisieren, soll nun die erste Unternehmung sein.

1.1.1 Viele mikroskopische Freiheitsgrade - Mikrozustände

klassische Mechanik: $\{\vec{r}_i, \vec{p}_i\} \quad i = 1, \dots, N$
→ $6N$ Freiheitsgrade

$$\begin{aligned}\vec{r}_j &= \frac{\partial H}{\partial \vec{p}_j}(\{\vec{r}_i, \vec{p}_i\}) \quad j = 1, \dots, N \\ \vec{p}_j &= -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}_j}(\{\vec{r}_i, \vec{p}_i\})\end{aligned}$$

Beispiel: freies Gas hat 6N-Freiheitsgrade
Quantenmechanik: $\Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$

$$i\hbar\partial_t\Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) = \hat{H}\Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$$

Bemerkung: Ein Mikrozustand ist durch Ψ nur auf einen Eichfreiheitsgrad bestimmt.

Mikrozustand: Ein Mikrozustand wird durch die Angabe aller Werte festgelegt, welche die angenommenen Freiheitsgrade einnehmen. In der klassischen Mechanik durch einen Vektor, der Orts- und Impulskoordinaten aller Teilchen enthält. In der Quantenmechanik durch eine Vielteilchenwellenfunktion.

Beobachtung: Physikalische Observable sind oft Beschreibungen von Systemen und Phänomenen, die sehr viele Teilchen umfassen: $N \approx 10^{23}$. So viele Teilchen/Freiheitsgrade kann man in den mikroskopischen Theorien in der Praxis nicht handhaben. Das will man aber auch gar nicht!

1.1.2 Beobachtungsgrößen - Makrozustände

Bei einer makroskopischen Betrachtung unserer Systeme, gibt es einige wichtige Größen:

N	Teilchenzahl	(ΔN)
V	Volumen	(ΔV)
T	Temperatur	(ΔT)
p	Druck	(Δp)
E	Energie	(ΔE)

Beobachtet werden:

- Druck-Temperatur-Kurve
- Energiedichten

weitere Größen: Magnetisierung, supraleitende Energielücke, Phasendiagramme, etc.

Makrozustand: Der Makrozustand wird durch die Angabe eines vollständigen Satzes makroskopischer Beobachtungsgrößen definiert. Die Aufgabe der statistischen Physik ist es, die Dynamik/das Verhalten der makroskopischen Observablen aus den mikroskopischen Gesetzen heraus zu verstehen und womöglich herzuleiten.

1.2 Statistische Theoriebildung

1.2.1 Das Versagen des idealtypischen Vorgehens

Gehen wir nun zunächst klassisch vor: Wir betrachten jedes Teilchen einzeln und bilden die Summe, um das Gesamtsystem zu beschreiben.

<i>Impuls</i>	$\vec{p} = \sum_i \vec{p}_i$
<i>Teilchendichte</i>	$n(\vec{r}) = \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$
<i>Stromdichte</i>	$\vec{j}(\vec{r}) = \sum_i \dot{\vec{r}}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$

Bedenken wir nun, dass wir so von 10^{23} Teilchen den Impulsvektor bestimmen müssten, um den Gesamtimpuls beschreiben zu können, wird schnell klar, wieso das klassische Vorgehen nicht zielführend ist. Die mikroskopischen Bewegungsgleichungen sind in der Praxis nicht handhabbar.

1.2.2 Mikrozustände, Makrozustände, Reproduzierbarkeit und Course gaining

Wir stellen uns nun folgendes Szenario vor: unsere Arbeitsgruppe führt ein thermodynamisches Experiment durch. Wir komprimieren ein Gas mit einer festen Kraft F und messen das Volumen V mit dem Messfehler ΔV , die Teilchenzahl N mit dem Fehler ΔN , etc. Einige Kollegen überprüfen unser Experiment und erhalten die selben Werte. Was im ersten Moment intuitiv klingt, sollte nach den letzten Kapiteln verwundern. Alle 10^{23} Teilchen der Systeme können unmöglich in beiden Experimenten die selben Mikrozustände eingenommen haben. Dennoch ist der makroskopische Befund unserer Kollegen eine Bestätigung unserer Befunde. Offenbar können verschiedene Mikrozustände zum selben Makrozustand führen.

1.3 Ensemble

Eine ganze Klasse - ein "Ensemble" - von Mikrozuständen kann gefunden werden, sodass jeder dieser Zustände auf makroskopischer Skala innerhalb der experimentellen Auflösung genau das gleiche Verhalten zeigen.

1.3.1 Wie Ensemble zu bilden sind - Beispiel: kinetische Gastheorie

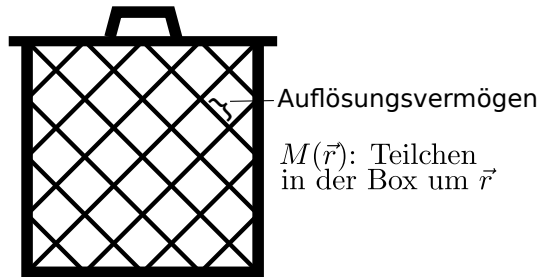
Gleichgewicht: Ein physikalisches System, das über sehr viele (gekoppelte) Freiheitsgrade verfügt und dessen makroskopische Beobachtungsgrößen nicht über die Zeit schwanken, befindet sich im Gleichgewicht.

Zustandsgröße: Zustandsgrößen sind makroskopische Beobachtungsgrößen, die Sätze bilden können, die dahingehend vollständig sind, dass sie einen Makrozustand von jedem anderen Makrozustand unterscheiden können, wenn sie genügend genau gemessen werden. Makroskopische Zustandsgrößen für Gase sind:

- Teilchenzahl N , ΔN
- Gesamtenergie E , ΔE
- Volumen des Behältnisses V

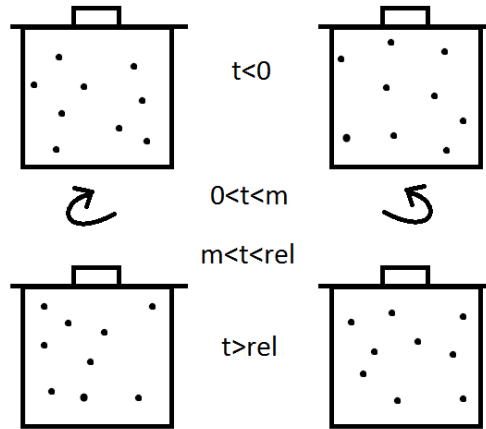
Weitere makroskopische Zustandsgrößen können sein: Magnetisierung, Drehimpuls - allgemein können weitere Erhaltungsgrößen mit ihren Zahlenwerten benötigt werden, um den Systemzustand im Gleichgewicht eindeutig zu charakterisieren.

1.3.2 Course-graining



Messgrößen lösen Phasenraumtrajektorien nur bis auf eine Unschärfe auf. Diese Unschärfe ermöglicht die Beschreibung auf grober Skala.

1.4 Exkurs: Emergenz der Entropie



Man stelle sich zwei mit Gas gefüllte Behälter in zwei verschiedenen Laboratorien vor. Beide besitzen -innerhalb einer gewissen Fehler-toleranz- die gleichen charakteristischen Zustandsgrößen und lassen sich anhand dieser zum Zeitpunkt $t < 0$ nicht unterscheiden. Im Zeit-intervall $0 < t < m$ werden die beiden Behälter nun in unterschiedliche Richtungen gerührt und sind im folgendem $m > t > rel$ voneinander unterscheidbar. Nach einer gewissen Relaxationszeit rel befinden sich die beiden Gase wieder im Gleichgewicht und sind makroskopisch nicht mehr voneinander zu unterscheiden. Die makroskopische Beschreibung hat das Rühren "vergessen".

2 Grundlegende Konzepte der Statistik und der Wahrscheinlichkeitstheorie

klassische Mechanik: Mittelwert, Varianz, Verteilungsfunktionen, Korrelationen ect.

QM: analoge Bildungen.

2.1 Klassische Statistik

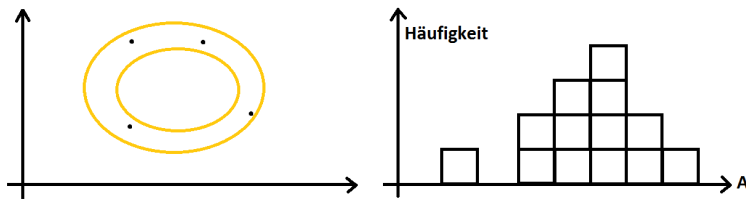


Abbildung 2.1: Links: bildliche Darstellung der Menge aller Ensemble im $6N$ -Dimensionalen Raum mit Achsen p und x . Rechts: Histogramm (oft $\frac{\text{Häufigkeit}}{\text{Anzahl}}$, so dass dieses normiert ist.)

Aus der Abb. 2.1 folgt intuitiv die Definition des Mittels. Um dieses zu erhalten summiert man alle Werte $A(p^{(j)}, x^{(j)})$ des betrachteten Ensembles $\{p^{(j)}, x^{(j)}\}, j = 1, \dots, J$ und teilt durch die Anzahl der Ele-

mente des selbigen.

$$\langle A \rangle = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J A(p^{(j)}, x^{(j)})$$

Durch den Übergang zu beliebig genauen Messgenauigkeiten, wird die diskrete Verteilung in Abb. 2.1 zu einer kontinuierlichen Kurve. (Übergang zum Kontinuumslimites.)

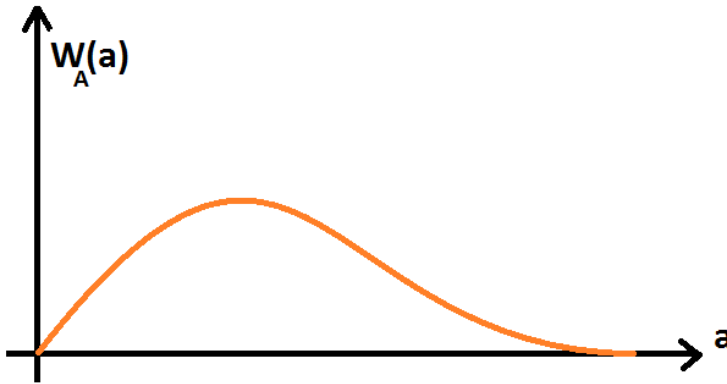


Abbildung 2.2: Übergang zum "Kontinuumslimites" mit Wahrscheinlichkeit $W_A(a)$.

Wie oben ist auch diese Kurve normiert. Die Häufigkeit wird ersetzt durch $W_A(a)$, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, für ein gegebenes Ensemble, eine Messgröße A mit dem Wert a zu Messen.

Im Folgenden sollen nun noch kurz einige wichtige Begrifflichkeiten aus der Statistik definiert werden.

Varianz:

$$\langle [A - \langle A \rangle]^2 \rangle = \langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2$$

Weitere Momente: ¹

$$\langle A^k \rangle = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J (A(p^{(j)}, x^{(j)}))^k$$

Phasenraumdichte: ²

$$\rho(p, x) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \delta(p - p^{(j)}) \delta(x - x^{(j)})$$

Mithilfe der Phasenraumdichte lässt sich jetzt der Mittelwert auch mithilfe eines Integrals beschreiben:

$$\langle A \rangle = \int dp^{3N} dx^{3N} \rho(p, x) A(p, x)$$

2.1.1 Motivation für die Einführung der Phasenraumdichte:

Zum einen erlaubt die Einführung durch Produktbildung die Trennung der Eigenschaften von Beobachtungsgrößen und Ensemble, zum anderen ist dies die mathematische Umsetzung des Übergangs vom mikroskopischen zum makroskopischen (Coarse-Graining).

2.1.2 Generische Eigenschaften von $\rho(p, x)$

1. $\rho(p, x)$ ist reell
2. $\rho(p, x) \geq 0$
3. $\int dp^{3N} dx^{3N} \rho(p, x) = 1$

¹Definition und mehr auch im Bronstein "Taschenbuch der Mathematik"

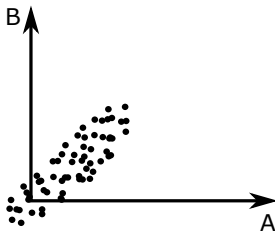
² $\delta(p - p^{(j)}) = \delta(p_{1x} - p_{1x}^{(j)}) \cdot \delta(p_{1y} - p_{1y}^{(j)}) \cdot \dots \cdot \delta(p_{Nz} - p_{Nz}^{(j)})$.

Bemerkung: Wir können $\rho(p, x)$ als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretieren.

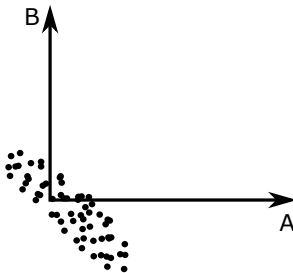
$$\langle A \rangle = \int dp^{3N} dx^{3N} \rho(p, x) A(p, x)$$

$$W_A(a) = \langle \delta(a - A) \rangle = \int dp^{3N} dx^{3N} \rho(p, x) \delta(a - A(p, x))$$

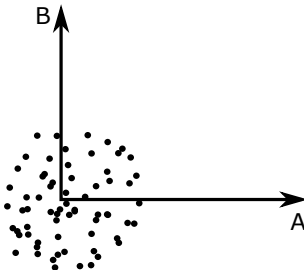
2.1.3 Korrelation



A und B sind korreliert



A und B sind antikorreliert



A und B sind nicht korreliert/
unkorreliert

Bemerkung: Neben Mittelwerten von Observablen sind auch deren Korrelationen ein wichtiges Charakteristikum eines physikalischen Zu-

stands.

→ Fluktuations-Dissipations-Theorem

$$\begin{aligned} K_{AB} &= \langle (A - \langle A \rangle)(B - \langle B \rangle) \rangle \\ &= \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J (A^{(j)} - \langle A \rangle)(B^{(j)} - \langle B \rangle) \\ A^{(j)} &= A(p^{(j)}, x^{(j)}) \end{aligned}$$

Paarwahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned} W_{AB}(ab) &= \langle \delta(a - A) \delta(b - B) \rangle \\ &= \int dp^{3N} dx^{3N} \rho(p, x) \delta(a - A) \delta(b - B) \end{aligned}$$

Eigenschaften:

$$\begin{aligned} 1. \quad W_A(a) &= \int db W_{AB}(ab) \\ W_B(b) &= \int da W_{AB}(ab) \\ 2. \quad K_{AB} &= \int da db (a - \langle A \rangle)(b - \langle B \rangle) W_{AB}(ab) \end{aligned}$$

Definition: statistisch unabhängig

$$W_{AB}(ab) = W_A(a) \cdot W_B(b)$$

Beispiel für statistisch unabhängige Größen, sind die einzelnen Würfe beim Münzwurf.

Anwendung: Betrachten wir zwei komplett getrennte Gase und wollen deren Eigenschaften untersuchen, so gilt:

$$\begin{aligned} \rho(p, x) &= \rho(p_1, x_1) \rho(p_2, x_2) \\ p &= (p_1, p_2) \quad x = (x_1, x_2) \end{aligned}$$

2.2 Quantenstatistik

2.2.1 Quanten-Mittelwerte

Beispiel: Fock-Raum als Analogon zum klassischen Phasenraum für N Fermionen

Vielteilchenwellenfunktionen von Fermionen sind vollständig anti-symmetrisiert („Slater-Determinante“), Bosonen haben dagegen eine vollständig symmetrisierte Wellenfunktion

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{1}{2m} \frac{d^2}{d\hat{r}_i^2} + V_{ex}(\hat{r}_i) \right) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} N v(\hat{r}_i - \hat{r}_j)$$

$$\text{z.B.: } v(\vec{r}) = \frac{R^2}{|\vec{r}|}$$

Zeitentwicklung:

$$i\partial_r \Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) = \hat{H} \Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n)$$

Zum Phasenraum für Fermionen: Dieser Phasenraum wird aufgespannt durch alle möglichen Slaterdeterminanten, die man bilden kann:

$$|SD_1\rangle |SD_2\rangle \dots$$

Eine Wellenfunktion wird in diesem Raum durch einen Punkt dargestellt. Sei nun $|j\rangle$ eine Menge/Ensemble von Mikrozuständen der QM (Wellenfunktionen) $j = 1, \dots, J$. Die Zustände $|j\rangle$ seien kompatibel mit den experimentellen Randbedingungen, z.B. Teilchenzahl, Gesamtenergieinhalt,...

Für einen Teilchenzustand $|j\rangle$ ist sein Beitrag zum Ensemble:

$$A^{(j)} := \langle j | \hat{A} | j \rangle$$
$$\langle \hat{A} \rangle := \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \langle j | \hat{A} | j \rangle \quad (\text{Mittelwert})$$

2.2.2 Dichteoperator

Vollständigkeit: $\mathbb{1} = \sum_{\mu} |\mu\rangle \langle \mu|$, μ ist ein Basisvektor im Vektorraum

$$\begin{aligned}\langle \hat{A} \rangle &= \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \langle j|A|j \rangle = \frac{1}{J} \sum_j \sum_{\mu} \langle j|\mu \rangle \langle \mu|\hat{A}|j \rangle \\ &= \frac{1}{J} \sum_j \sum_{\mu} \langle \mu|\hat{A}|j \rangle \langle j|\mu \rangle \\ \hat{\rho} &= \frac{1}{J} \sum_j |j\rangle \langle j| \quad \text{Dichteoperator der QS} \\ \langle \hat{A} \rangle &= \sum_{\mu} \langle \mu|\hat{A}\hat{\rho}|\mu \rangle = \text{Tr}(\hat{A}\hat{\rho})\end{aligned}$$

Anwendung im mikroskopischen System:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle \langle \downarrow| + |\leftarrow\rangle \langle \leftarrow|)$$

Die Zusammensetzung der Ensembles soll in der Übung behandelt werden.

Eigenschaften von $\hat{\rho}$:

1. Hermitizität: $\langle \mu|\hat{\rho}|\nu \rangle = \langle \nu|\hat{\rho}|\mu \rangle^*$
2. Positivität: $\langle \dots|\hat{\rho}|\dots \rangle \geq 0$ für jedes $|\dots\rangle$
3. Normierung: $\sum_{\mu} \langle \mu|\hat{\rho}|\mu \rangle = \text{Tr} \hat{\rho} = 1$

3 Mikrokanonische Ensemble

Im mikrokan. Ensemble gehen alle Mikrozustände im kompatiblen Phasenraum mit dem gleichen Gewichtungsfaktor ein. Bedingung für die Energie ist also $E > E_n > E - \Delta E$ (E_n ist Energie von Mikrozustand $|n\rangle$)

$$g(E) = \sum_n \int_{E-\Delta E}^E dE' \delta(E' - E_n)$$
$$\rho(E_n, E) = \begin{cases} \frac{1}{g(E)}, E > E_n > E - \Delta E \\ 0, \text{sonst} \end{cases}$$

3.1 Eigenschaften der integrierten Zustandsdichte

$$g(E) = \sum_n \int_{E_0}^E dE' \delta(E' - E_n)$$
$$\rho(E_n, E) = \begin{cases} \frac{1}{g(E)}, E > E_n > E - \Delta E \\ 0, \text{sonst} \end{cases}$$

(Integral unabhängig von unterer Grenze) Skalenargument: Gesucht $g(E, N)$, mit N makroskopisch.

$$\begin{aligned} g(E, N) &= g(E_1, N_1) g(E_2, N_2) \\ &= g(E/2, N/2)^2 \\ &\approx g(E/4, N/4)^4 \\ \lim_{N \rightarrow \infty} g(E, N) &\approx g_1(E/N, 1)^N \end{aligned}$$

Mit g_1 als integrierte Zustandsdichte für System mit einem Teilchen.
 Bsp.: Box mit einem freien Teilchen (eindimensional) Abzählen liefert:
 $g_1(E) \propto e^a$ mit $a = \frac{a}{2}$

$$\begin{aligned} g(E, N) &\approx \left[\left(\frac{E}{N}\right)^a\right]^N \\ &= \exp\left(N \log\left(\frac{E}{N}\right)^a\right) \\ &= \exp\left(aN \log\left(\frac{E}{N}\right)\right) \end{aligned}$$

Diskussion: mittlere Energie von eingeschlossenen Teilchen (kalt):

$$\epsilon_k := \frac{E}{N}$$

mittlere Energie von eingeschlossenen Teilchen (warm): $\epsilon_w = (1 + \delta)\epsilon_k$

$$g(E, N) = \exp(aN \log(\bar{E}))$$

$$\frac{g(E_w, N)}{g(E_k, N)} = \exp\left(aN \log\left(\frac{\epsilon_w}{\epsilon_k}\right)\right) = \exp(aN \log(1 + \delta)) = \exp(aN \delta)$$

für δ klein gegen 1

4 Kanonische Ensemble

Motivation:

- Experimente finden nur selten unter voller Isolation statt. Insbesondere ist ein thermischer/energetischer Austausch mit einer Umgebung für makroskopische Systeme die Regel.

•

$$\begin{aligned}g(E, N) &= \int_{E_0}^E dE' \Omega(E', N) \\ \Omega(E, N) &= \sum_n \delta(E - E_n) \\ \rho(E_n, E) &= \begin{cases} \frac{1}{g(E)}, & E > E_n > E - \Delta E \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}\end{aligned}$$

4.1 Der reduzierte Dichteoperator eines mikrokanonischen Ensembles

In einem getrennten Wärmebad mit festem E, N (2 verschiedene Temperaturen) seien:

- $|1m\rangle$ Eigenzustand von H_1
- $|2n\rangle$ Eigenzustand von H_2

$$|mn\rangle = |1m\rangle \otimes |2n\rangle$$

Energie: $E_{mn} \approx E_{1m} + E_{2n}$

$$\rho_{12}(E_{mn}) = \begin{cases} \frac{1}{g(E)}, & E > E_{mn} > E - \Delta E \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$$

Mit ρ_{12} , der Wahrscheinlichkeit, den spezifischen Zustand mn im Ensemble (mikrokan.) von $S_1 + S_2$ anzutreffen, falls die Gesamtenergie E ist. Gesucht wird nun $\rho_1(E_{1m})$, das heißt die Wahrscheinlichkeit in S_1 den Mikrozustand $|1m\rangle$ anzutreffen, wenn die Energie des Gesamtsystems von $S_1 + S_2$ auf E fixiert ist.

Wir wissen:

$$E - \Delta < E_{1m} + E_{2n} < E$$

Falls in S_1 die Energie E_{1m} vorliegt, d.h. S_1 ist im Zustand $|1m\rangle$, dann gilt:

$E - \Delta - E_{1m} < E_{2n} < E - E_{1m}$ Nun gibt es $g_2(E - E_{1m})$ Zustände in S_2 , die mit dieser Bedingung kompatibel sind. Das heißt, dass ein Bruchteil der Zustände des Gesamtsystems:

$\frac{g_2(E - E_{1m})}{g(E)}$ es zulässt, dass S_1 im Zustand $|1m\rangle$ ist. Wir schließen:

$$\rho(E_{1m}) = \frac{g_2(E - E_{1m})}{g(E)}$$

4.2 Energie der Temperatur

$$E_1 = \langle H_1 \rangle; E_2 = \langle H_2 \rangle; E = E_1 + E_2$$

$$\rho(E_{1m}) = \frac{g_2(E_2 + E_1 - E_{1m})}{g(E)}$$

Was beschränkt $E_1 - E_{1m}$? (entspricht der Schwankung in S_1)

Wir haben sicher: $|E_1 - E_{1m}| \leq \Delta_2$

$$\frac{|E_1 - E_m|}{E_2} \leq \frac{\Delta E_2}{E_2} = \sqrt{\frac{\Delta E_2}{E_2^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_2}}$$

Wenn nun S_2 tatsächlich im 'Bad', also makroskopisch, dann ist

$$\frac{1}{\sqrt{N_2}} \ll 1.$$

g_2 wächst schnell, deshalb entwickle $\log(g_2)$

$$\log(g_2(E_2 + E_1 - E_{1m})) = \log(g_2(E_2)) + \beta(E_1 - E_{1m}) + \mathcal{O}(N^0) + \mathcal{O}(N^{-1})$$

$$\beta = \frac{\partial \log(g_2(E_2))}{\partial E_2}$$

Diskussion:

1. Term: $\log(g_2(E_2)) \propto N_2$
2. Term: $\frac{\partial \log(g_2(E_2))}{\partial E_2} \propto N_2 \frac{\partial \log(E_2/N_2)}{\partial E_2} \propto \frac{N_2}{E_2}$ (Energie pro Teilchen)

Einsetzen liefert:

$$\begin{aligned}
 \rho_1(E, m) &= \frac{g_2(E_2)}{g(E)} \exp(\beta(E_1 - E_{1m})) \\
 &= \frac{g_2(E_2)}{g(E)} \exp(\beta(E - E_2)) \exp(-\beta E_{1m}) \\
 &= \frac{g_2(E_2)}{g(E)} \frac{\exp(-\beta E_2)}{\exp(-\beta E)} \exp(-\beta E_{1m})
 \end{aligned}$$

$\frac{g_2(E_2)}{g(E)} \frac{\exp(-\beta E_2)}{\exp(-\beta E)}$ entspricht der Systeminformation des Bads
 $\exp(-\beta E_{1m})$ entspricht der relativen Gewichtsfunktion verschiedener Zustände

Normierungsbedingung:

$$\sum_{m \in S_1} \rho_1(E, m) \approx 1$$

Aus dieser Bedingung lässt sich der Vorfaktor berechnen:

$$\begin{aligned}
 \rho_1(E, m) &= \frac{1}{Z} \exp(-\beta E_{1m}) \\
 Z &:= \sum_{m \in S_1} \exp(-\beta E_{1m})
 \end{aligned}$$

Bemerkung:

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

$T := \text{Temperatur}$

$k_B := \text{Boltzmannfaktor}$

Spezialfall:

$$H(p, x) = T(p) + W(x)$$

$$\rho(p, x) = \frac{1}{Z} \exp(-\beta T(p)) \exp(-\beta W(x))$$

Dann lautet die Normierungsbedingung:

$$\frac{1}{Z} \int dp \exp(-\beta T(p)) \int dx \exp(-\beta W(x)) = 1$$

Daraus folgt:

$$Z = Z_p Z_x$$

Teilchen in höheren Dimensionen:

$$\rho(\vec{p}, \vec{x}) = \frac{1}{Z} \exp(-\beta H(\vec{p}, \vec{x}))$$

$$Z = \int \frac{d\vec{p} d\vec{x}}{(2\pi\hbar)^d} \exp(-\beta H(\vec{p}, \vec{x}))$$