

von Neumann エントロピーを元にした熱力学第二法則の導出

2022 年 12 月 23 日

概要

系 S と熱浴 B が接している状況を考える。熱浴は温度 $\beta = (k_B T)^{-1}$ であり、系に Q の熱を与えるとする。このとき、系 S のエントロピー変化 $k_B \Delta S_S$ と熱浴のエントロピー変化 Q/T の和は必ず正になるというのが熱力学第 2 法則である：

$$\Delta S_S + \beta Q \geq 0。$$

以下では、平衡熱力学に基づかないセットアップからスタートして、熱力学第二法則を導出する。

目次

1	セットアップ	1
2	必要な定理一覧	2
3	証明	3

1 セットアップ

系 S と熱浴 B が接しているとき、全系の Hamiltonian \hat{H} は

$$\hat{H} = \hat{H}_S + \hat{H}_B + \hat{H}_I \quad (1.1)$$

と表される。ここで、 \hat{H}_S, \hat{H}_B はそれぞれ系 S と熱浴 B が独立して存在する場合の Hamiltonian であり、 \hat{H}_I は系 S と熱浴 B の相互作用 Hamiltonian である。次に、密度行列 $\hat{\rho}$ が与えられた際に定義される von Neumann エントロピーを導入する：

$$S(\hat{\rho}) := -\text{Tr}(\hat{\rho} \ln \hat{\rho})。 \quad (1.2)$$

密度行列とは、系全体を張る状態ベクトルの集合 $|\phi_0\rangle, |\phi_1\rangle, \dots, |\phi_{N-1}\rangle$ と、それぞれの状態が実現する確率 p_0, p_1, \dots, p_{N-1} ($\sum p_i = 1$) が与えられたときに、

$$\hat{\rho} = \sum_{i=0}^{N-1} p_i |\phi_i\rangle \langle \phi_i| \quad (1.3)$$

と定義される。正規直交基底 $|0\rangle, |1\rangle, \dots, |N-1\rangle$ を用いて Tr を計算できることより、密度行列は

$$\text{Tr} \hat{\rho} = \sum_n \langle n | \hat{\rho} | n \rangle = \sum_{i=0}^{N-1} p_i = 1 \quad (1.4)$$

となる性質を持つ。さらに、von Neumann エントロピーは形式的に Shannon エントロピーと一致する：

$$S(\hat{\rho}) = - \sum_{i=0}^{N-1} p_i \ln p_i \quad (= \text{Shannon エントロピー})。 \quad (1.5)$$

時刻 t における全系の密度行列を $\hat{\rho}(t)$ とおくと、密度行列の初期状態は S と B に相関がない状態で表すことができる：

$$\hat{\rho}(0) = \hat{\rho}_S(0) \otimes \hat{\rho}_B(0) = \hat{\rho}_S(0) \otimes \hat{\rho}_B^{can}。 \quad (1.6)$$

ただし、熱浴の初期状態はカノニカル分布での熱平衡状態を実現していると仮定した：

$$\hat{\rho}_B^{can} = \frac{e^{-\beta \hat{H}_B}}{Z}, \quad Z = \sum_n e^{-\beta E_n}。 \quad (1.7)$$

任意の時刻における S と B の密度行列は、全系の密度行列のトレースアウトで求めることができる。すなわち、

$$\text{Tr}_B := I \otimes \text{Tr}, \quad \text{Tr}_S := \text{Tr} \otimes I \quad (1.8)$$

とすると、

$$\hat{\rho}_S(t) = \text{Tr}_B \hat{\rho}(t), \quad \hat{\rho}_B(t) = \text{Tr}_S \hat{\rho}(t) \quad (1.9)$$

となる。

2 必要な定理一覧

定理 2.1 (エルミート演算子を引数にもつ関数について)

\hat{A} をヒルベルト空間 \mathcal{H} 上のエルミート演算子、 $f: x \in \mathbb{R} \mapsto f(x) \in \mathbb{R}$ を実数値関数とすると、スペクトル分解

$$\hat{A} = \sum_{k=1}^m a_k |\phi_k\rangle \quad (2.1)$$

を用いて $f(\hat{A})$ を次のように定義する：

$$f(\hat{A}) := \sum_{k=1}^m f(a_k) |\phi_k\rangle。 \quad (2.2)$$

ただし、 \hat{A} の固有値は f の定義域に入っているとする。

定理 2.2 (カノニカル分布の密度行列について)

系がカノニカル分布で熱平衡状態を達成しているときの密度行列 $\hat{\rho}^{can}$ を考える。系の状態 $|n\rangle$ の実現確率は $p_n = e^{-\beta E_n}/Z$, $Z = \sum_n e^{-\beta E_n}$ と与えられる。 $\hat{H}|n\rangle = E_n|n\rangle$ が成立していることと定理 2.1 から、密度行列 $\hat{\rho}^{can}$ は

$$\hat{\rho}^{can} = \sum_n p_n |n\rangle \langle n| = \sum_n |n\rangle \frac{e^{-\beta E_n}}{Z} \langle n| = \frac{e^{-\beta \hat{H}}}{Z} \quad (2.3)$$

と求まる。

定理 2.3 (von Neumann エントロピーの加法性)

von Neumann エントロピーに関して加法性

$$S(\hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B) = S(\hat{\rho}_A) + S(\hat{\rho}_B) \quad (2.4)$$

が成立する。以下ではこれを示す。

まず、 $\hat{\rho}_A$, $\hat{\rho}_B$ のスペクトル分解を考える：

$$\hat{\rho}_A = \sum_n \lambda_{n,A} |n\rangle_A \langle n|_A, \quad \hat{\rho}_B = \sum_n \lambda_{n,B} |n\rangle_B \langle n|_B \circ \quad (2.5)$$

これより

$$\hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B = \sum_{n,n'} \lambda_{n,A} \lambda_{n',B} |n\rangle_A \langle n|_A \otimes |n'\rangle_B \langle n'|_B \quad (2.6)$$

が成立するため、

$$\begin{aligned} \ln(\hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B) &= \sum_{n,n'} \ln(\lambda_{n,A} \lambda_{n',B}) |n\rangle_A \langle n|_A \otimes |n'\rangle_B \langle n'|_B \\ &= \sum_n \ln \lambda_{n,A} |n\rangle_A \langle n|_A \otimes \sum_{n'} |n'\rangle_B \langle n'|_B + \sum_n |n\rangle_A \langle n|_A \otimes \sum_{n'} \ln \lambda_{n',B} |n'\rangle_B \langle n'|_B = \hat{\rho}_A \otimes I_B + I_A \otimes \hat{\rho}_B \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。したがって、

$$-\text{Tr}[(\hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B) \ln(\hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B)] = -\text{Tr}(\hat{\rho}_A \ln \hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B) - \text{Tr}(\hat{\rho}_A \otimes \hat{\rho}_B \ln \hat{\rho}_B) = S(\hat{\rho}_A) + S(\hat{\rho}_B) \quad (2.8)$$

を得る。

3 証明

初期状態での von Neumann エントロピーは、

$$S(\hat{\rho}(0)) = -\text{Tr} \hat{\rho}(0) \ln \hat{\rho}(0) = -\text{Tr}(\hat{\rho}_S(0) \ln) \quad (3.1)$$