

物理学基礎Ⅱ (3/4)

S. Yamauchi

2017 年 3 月 30 日

8 エントロピー

定義：

$$S = \int_{\text{基準状態}}^{\text{任意状態}} \frac{dQ}{T} \quad (\text{ただし可逆な経路に限る})$$

計算例を通じてエントロピーの**意味**を理解する。

8.1 非可逆変化とエントロピー

始点 1 から終点 2 へ至る任意の状態変化において、

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (\text{等号は可逆変化に対応})$$

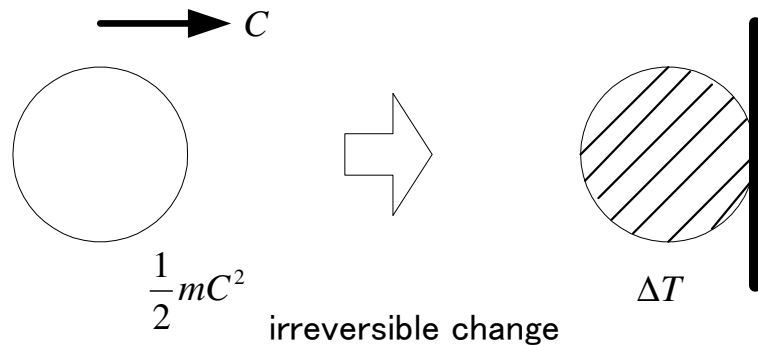
実際の状態変化 (非可逆変化) では、エントロピー変化は $\int dQ/T$ より大きい。
が、**始点と終点**が同じ**別の可逆変化** (簡単な仮想的な可逆変化) を考えて、

$$S_2 - S_1 = \int_{1, \text{別の可逆変化}}^2 \frac{dQ}{T}$$

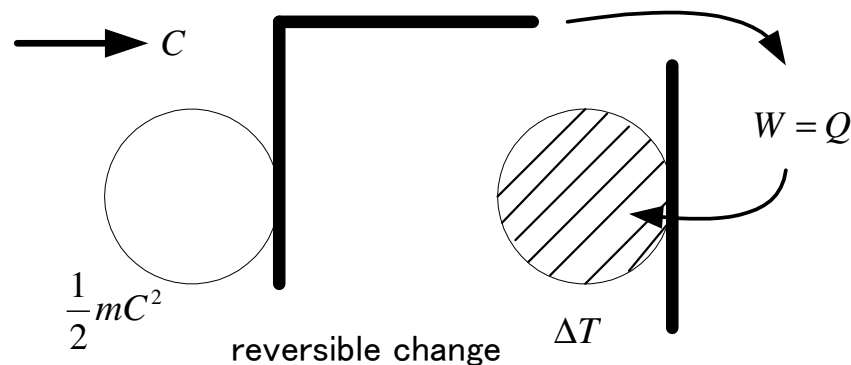
とすればよい。

($\because$ エントロピーは状態量である)

機械的エネルギーが摩擦で熱に変わる例



物体が壁に衝突して静止。
運動エネルギー $\frac{1}{2}mC^2$ が、
物体、空気、床の**熱**エネルギー
 $Q = (mc + m'c')\Delta T$ に変化。



等価な可逆変化：

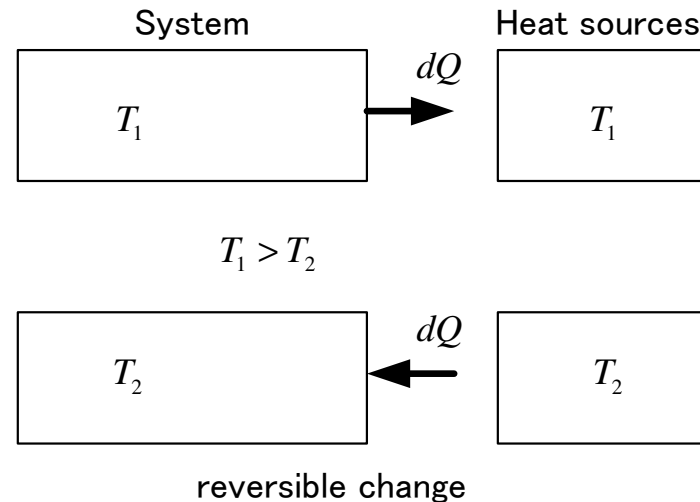
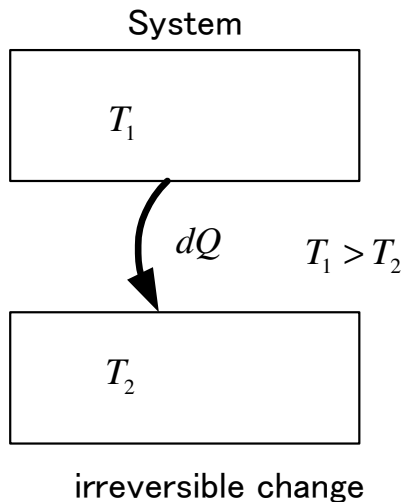
- (1) 運動エネルギーを仕事 W として取り出す。
- (2) W と同じ量の熱 Q を物体、空気、床に加える。

エントロピー変化は、 $S_2 - S_1 = \frac{Q}{T} = \frac{\frac{1}{2}mv^2}{T} > 0$

微視的視点 (分子レベル) での解釈：

一方向に偏った**不均一**で**規則性**のある運動 $\implies$ **均一**で**不規則**な運動

熱の移動 (温度 T_1 の物体から温度 T_2 の物体へ熱移動)



等価な可逆変化：

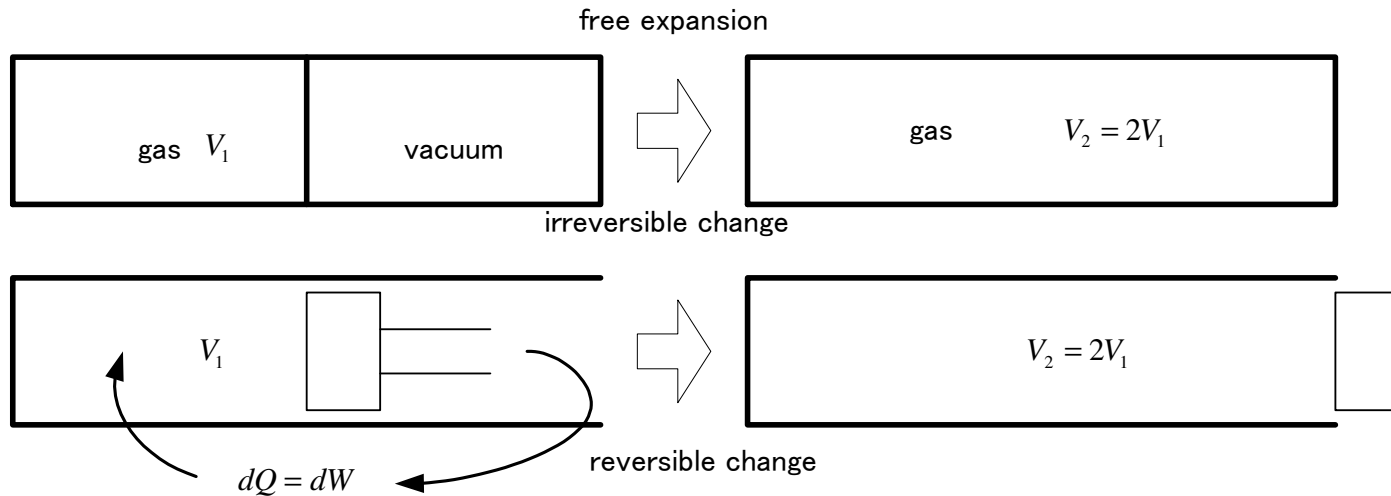
- (1) 高温物体から可逆的に熱 dQ を除去。
- (2) 低温物体へ可逆的に熱 dQ を加える。

エントロピー変化は、
$$dS = \frac{-dQ}{T_1} + \frac{dQ}{T_2} > 0$$

微視的視点での解釈：

不均一で規則性のあるエネルギー分配 $\implies$ 均一で不規則なエネルギー分配

真空中への気体の拡散 (自由膨張)



等価な可逆変化：隔壁の代わりにピストン

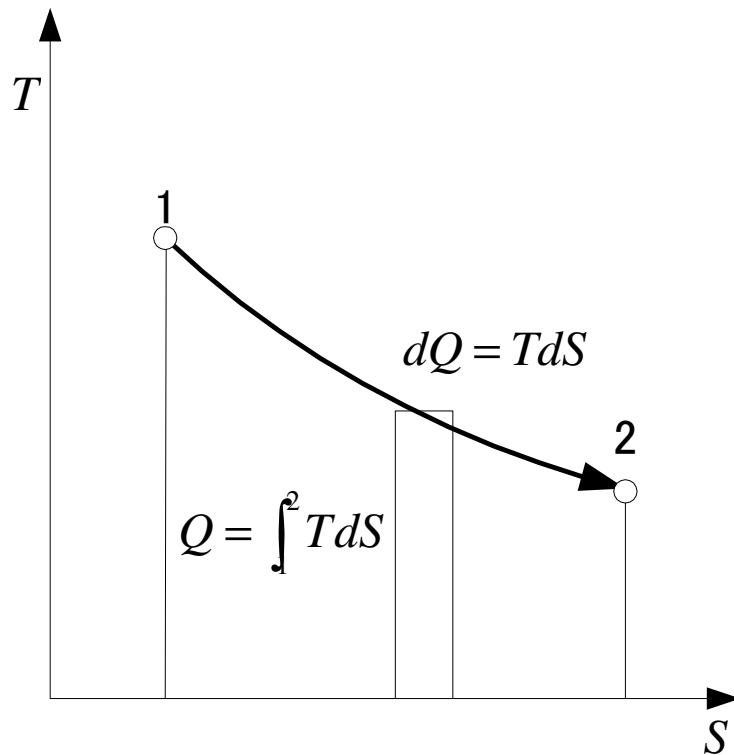
- (1) ピストンで膨張させながら仕事 dW を取り出し、
- (2) dW と同じ量の熱 dQ を加えながら、最後まで膨張させる。

エントロピー変化は、 $S_2 - S_1 = \frac{Q}{T} = GR \ln \frac{V_2}{V_1} > 0$

微視的視点での解釈：

不均一で規則的な分子の空間位置 $\Rightarrow$ **均一で不規則**な空間位置

8.2 T-S 線図



可逆変化では $dS = dQ/T$ ゆえ、

$$dQ = TdS$$

1 から 2 へ至る可逆変化に沿って積分

$$Q = \int_1^2 TdS$$

つまり、可逆変化では

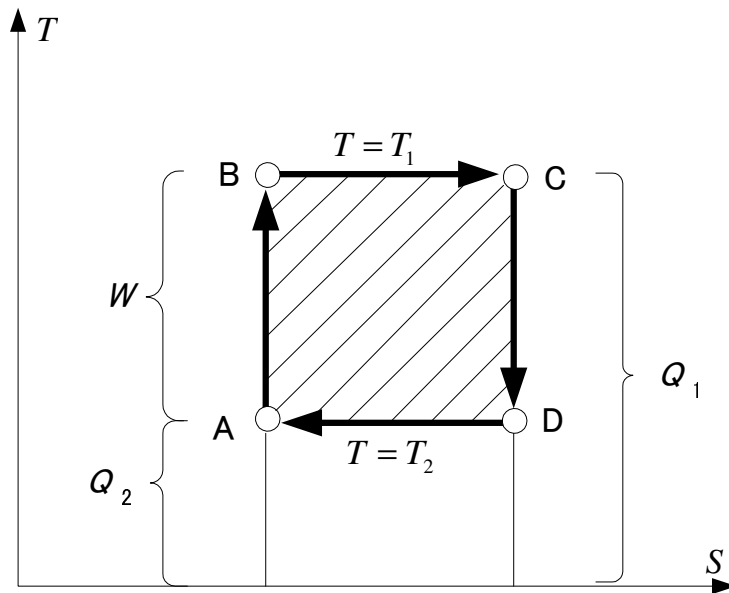
加えた熱量は T-S 線図の面積となる。

(負の場合は放熱を表す)。

T-S 線図上のサイクル

可逆サイクルの加熱量 Q_1 、放熱量 Q_2 は、T-S 線図の下方の面積。

$W = Q_1 - Q_2$ ゆえ、仕事と正味加熱量はサイクルで囲まれる面積。



カルノーサイクルの T-S 線図

長方形 ABCD

加熱量 Q_1 、放熱量 Q_2 、仕事 W は
図の面積

$$\eta = \frac{W}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \text{ ゆえ、図より}$$

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

8.3 簡単な物質のエントロピー

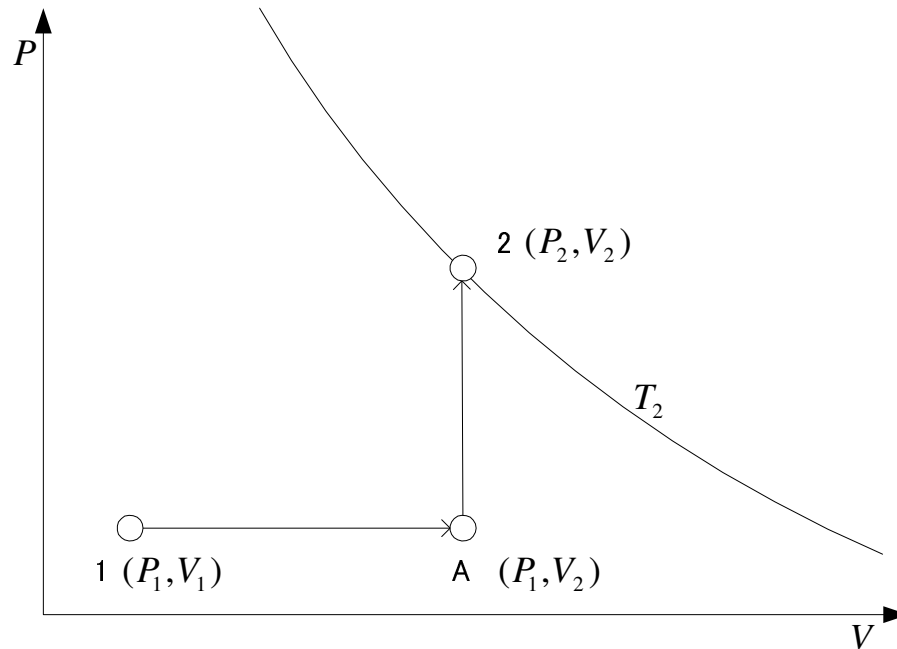
比熱一定の物質（固体、液体）

状態 1 から状態 2 へ変化したときのエントロピー増加は、

$$S_2 - S_1 = \int \frac{dQ}{T} = mc \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = mc(\ln T_2 - \ln T_1) = mc \ln \frac{T_2}{T_1}$$

エントロピーは $S = mc \ln T$ と見なすこともできる (T の単位は無視)。

理想気体のエントロピー



状態 1 から状態 2 の変化を

- (1) 1 から A までの等圧変化。
- (2) A から 2 までの等積変化。

に分けて計算。

エントロピー増加量は、

$$S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{T_a}{T_1} + mc_v \ln \frac{T_2}{T_a} = mc_p \ln \frac{V_2}{V_1} + mc_v \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$\frac{P_2}{P_1} \frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}$ つまり、 $\ln \frac{P_2}{P_1} + \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{T_2}{T_1}$ 、
および、 $c_p - c_v = R$ を用いると、

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= m \left(c_p \ln \frac{V_2}{V_1} + c_v \ln \frac{P_2}{P_1} \right) \\ &= m \left(c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \right) = m \left(c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \end{aligned}$$

したがって、理想気体の比エントロピーは

$$s = c_p \ln v + c_v \ln P = c_p \ln T - R \ln P = c_v \ln T + R \ln v$$

と見なすこともできる (ただし、 $\ln$ の真数の単位は無視)。

9 気体の分子運動と統計力学



ダニエル・ベルヌーイ (1700-1782) は、**スイス・バーゼル**の学者一族出身の数学者・物理学者。

バーゼル大学で哲学と論理学を、バーゼル、ハイデルベルク、ストラスブールで医学を学び、その後、ペテルブルク科学アカデミーに数学教授として就任、バーゼル大学へ戻り、植物学のち物理学教授となった。

ダニエルはその才能のため**父ヨハン**から逆恨みを買うことが多く、緊張が絶えなかった。

同じくヨハンに師事した同郷の**レオンハルト・オイラー**とは、生涯親しい交友を続けた。

水力学における**ベルヌーイの定理**は、著書の『Hydrodynamica(流体力学)』(1738年)に基いている。流体を含めた力学とその応用分野に多くの貢献をした。

理想気体モデルとベルヌーイの関係式 (著書「流体力学」1738)

気体を自由に飛び回る粒子の集まりと考える。

辺長 l の立方体空間、質量 m の N 個の粒子。

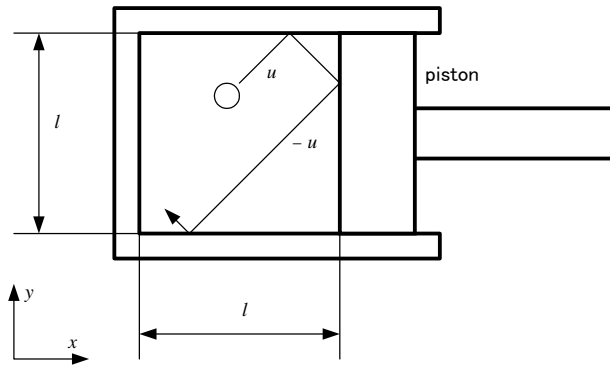
粒子は、壁面で鏡面衝突、分子間衝突無視。

x 方向速度が u である 1 個の粒子について、

右壁面衝突頻度 $= u/(2l)$

1 回の衝突で生じる運動量変化 $= 2mu$

右壁面に及ぼす力 $= \frac{u}{2l} \times 2mu = \frac{mu^2}{l}$



全粒子について加算し、気体が右壁面に及ぼす力 $= \sum^N \frac{mu^2}{l} = \frac{m}{l} \sum^N u^2$
右壁面に作用する気体の圧力は、面積で除して、

$$P = \frac{m}{l^3} \sum^N u^2 = m \frac{N}{V} \overline{u^2} \quad \text{または} \quad PV = mN \overline{u^2}$$

ただし、 $\overline{u^2} = \frac{1}{N} \sum_N u^2$ (u の 2 乗の平均値)

粒子の運動に**方向性がない**ので、 $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2} = \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}{3} = \frac{1}{3}\overline{c^2}$
気体粒子の全運動エネルギー (内部エネルギー) は $U = N\frac{1}{2}m\overline{c^2} = N\frac{3}{2}m\overline{u^2}$
したがって、

$$PV = mN\overline{u^2} = \frac{1}{3}Nm\overline{c^2} = \frac{2}{3}U \quad (\text{ベルヌーイの関係式})$$

状態式 $PV = nR_0T$ と比較すると、 $U = \frac{3}{2}nR_0T$ 。

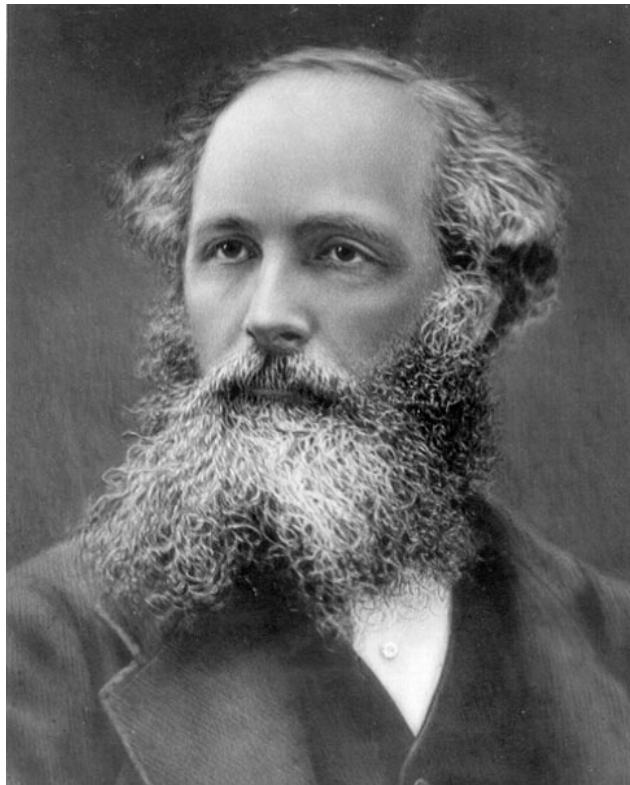
粒子数は $N = nN_0$ で除して、**粒子 1 個あたりの平均運動エネルギー**は、

$$e_{tr} = \frac{1}{2}m\overline{c^2} = \frac{U}{N} = \frac{3}{2}\frac{R_0}{N_0}T = \frac{3}{2}kT \quad \text{または}$$
$$\frac{1}{2}m\overline{u^2} = \frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{1}{2}m\overline{w^2} = \frac{1}{2}kT \quad (\text{並進 1 自由度あたり})$$

ただし、 n ：気体のモル数、 R_0 ：一般ガス定数、 N_0 ：アボガドロ数、

k ：ボルツマン定数 ($= R_0/N_0 = 1.38065 \times 10^{-23}$ J/K)

9.1 気体分子の空間分布とエントロピー



ジェームズ C. マクスウェル (1831-1879) は、**スコットランド**のエディンバラで生まれた。

エディンバラ大学、ケンブリッジ大学で学び、同大学研究員を経て、いくつかのカレッジの自然哲学教授の後、ケンブリッジ大学キャヴェンディッシュ研究所設立に関わり、初代教授となった。

天文学、力学、熱力学、電磁気学、数学等の多方面で活躍し、特に**気体分子の速度分布則**、**電磁気学の確立**に寄与した。

癌のため 48 歳の若さで逝去した。



ルートヴィッヒ E. ボルツマン (1844-1906)

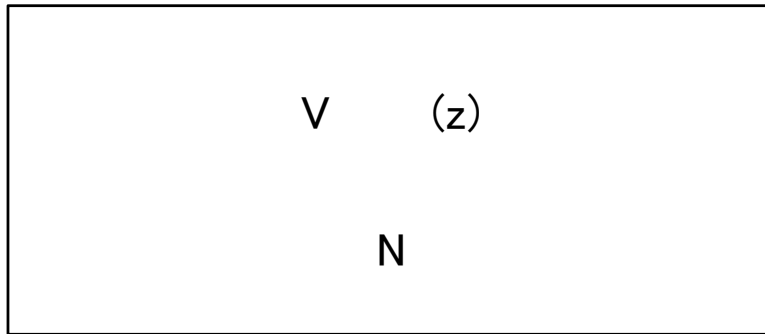
は**オーストリア**のウィーンで生まれた。

ウィーン大学を卒業後、**ヨーゼフ・シュテファン**の助手を務め、その後、グラーツ、ウィーン、ミュンヘン、ライプツィヒ等の大学で、教授・学長を務めた。

エントロピーに関するボルツマンの関係式 $S = k \log W$ を導き、**熱力学第二法則**の原子論的意味づけ、黒体放射の**シュテファン=ボルツマンの法則**の誘導等を行った。

原子論を強く支持し、それを否定するマッハやオストヴァルトらと激しい論争を繰り広げた。晩年はうつ病に苦しみ、イタリアで静養中に自殺した。

気体中の分子の配置



ある容器の中に気体が入っている。
容器を仮想的な等サイズの**細胞**に分割。
 V ：容器体積、 z ：細胞数 ($\propto V$)
 N ：分子総数

この z 個の細胞の中に N 個の分子を配置する**配置の総数** W は*¹、

$$W = \frac{z^N}{N!} \propto \frac{V^N}{N!}$$

とおりとなる。

*¹ 同一細胞に複数分子が入ってもよく、分子同士は互いに区別できないものとする。

気体が偏在する確率

$V_1 \quad (z_1)$ N_1 $V_2 \quad (z_2)$ N_2				
体積	全体	左空間	右空間	
	V	V_1	V_2	
細胞数	z	z_1	z_2	
分子数	N	N_1	N_2	

全分子のうち、 N_1 個が左空間に含まれ、 N_2 個が右空間に含まれる確率を求める。

左空間に N_1 個の分子を配置する配置数は $W_1 = \frac{z_1^{N_1}}{N_1!}$ とおり、

右空間に N_2 個の分子を配置する配置数は $W_2 = \frac{z_2^{N_2}}{N_2!}$ とおり

求める配置になる配置の総数は、両者を掛け合わせて、

$$W(N_1, N_2) = W_1 \times W_2 = \frac{z_1^{N_1} z_2^{N_2}}{N_1! N_2!}$$

求める配置になる確率 w は、前ページの W との比となり、

$$w(N_1, N_2) = \frac{W(N_1, N_2)}{W} = \frac{N!}{N_1! N_2!} \frac{z_1^{N_1} z_2^{N_2}}{z^N} = \frac{N!}{N_1! N_2!} \left(\frac{V_1}{V} \right)^{N_1} \left(\frac{V_2}{V} \right)^{N_2}$$

気体中に空洞が生じる可能性

V の一部 V_2 が真空となる確率は、 $V_1 = V - V_2$, $N_1 = N$, $N_2 = 0$ と置いて、

$$w(N, 0) = \frac{N!}{N!0!} \left(\frac{V - V_2}{V} \right)^N \left(\frac{V_2}{V} \right)^0 = \left(1 - \frac{V_2}{V} \right)^N$$

ある教室： $V = 37 \text{ m}^3$, $N = 10^{27}$ の

一部の空間 $V_2 = 37 \times 10^{-9} \text{ m}^3 (= 3.3 \text{ mm 立方})$ が真空となる確率：

$$w(N, 0) = 1/10^{4.34 \times 10^{17}} \quad \text{つまり、} 10^{4.34 \times 10^{17}} \text{ 回に 1 回の確率。}$$

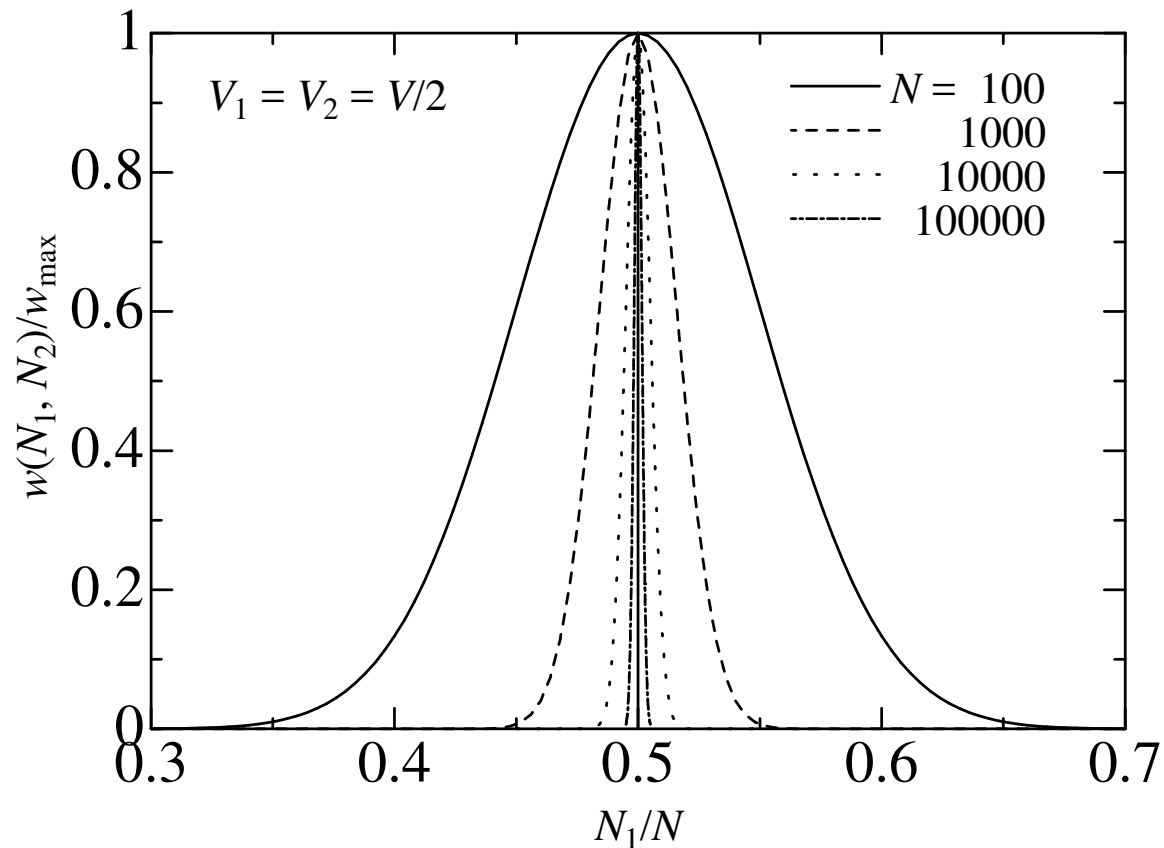
1 秒間に 1,000,000 回 (つまり、 $1 \mu\text{s}$ 毎に 1 回) 観測するとすれば、

$$\frac{10^{4.34 \times 10^{17}} \text{ 回}}{10^6 \times 3600 \times 24 \times 365.25 \text{ 回/年}} = 10^{4.34 \times 10^{17} - 13.5} \simeq 10^{4.34 \times 10^{17}} \text{ 年}$$

に 1 度の確率 $\ll 4.6 \times 10^9 = 10^{9.66} \text{ 年} = 46 \text{ 億年 (地球の歴史)}$

マクロスケールの空間が真空となることは、まず起こり得ない。

気体分子の最も確からしい空間分布



密度は均一？

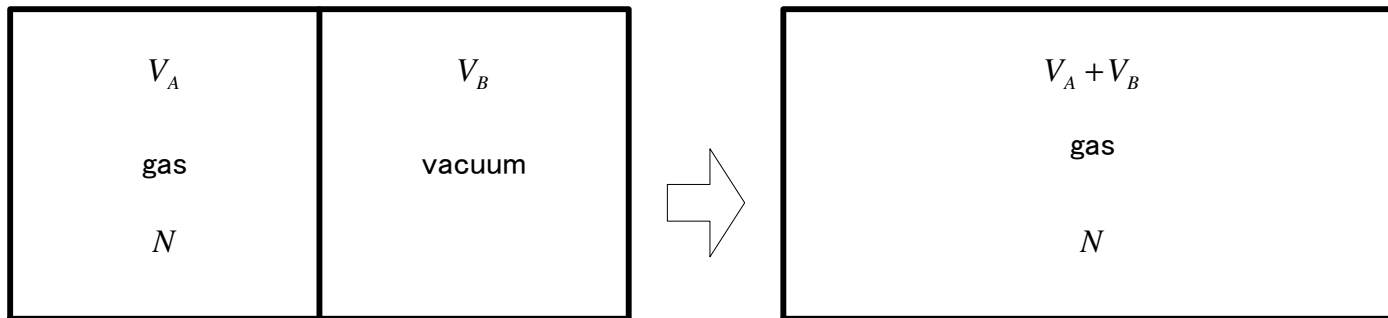
$N > 10^6$ では、
図で描けない！

重力等の外力が作用していないとき、
気体が不均一に分布することは実質上起こり得ない。

気体の自由膨張とエントロピー

気体の自由膨張を分子レベルで見ると、

→ 分子が飛び回る空間の増大 (分子配置の総数の増加)。



状態 1

V_A に N 個を配置する配置数

$$W_1 = \frac{z_A^N}{N!} \propto \frac{V_A^N}{N!}$$

状態 2

$V_A + V_B$ に N 個を配置する配置数

$$W_2 = \frac{(z_A + z_B)^N}{N!} \propto \frac{(V_A + V_B)^N}{N!}$$

両配置数の比は

$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{z_A + z_B}{z_A} \right)^N = \left(\frac{V_A + V_B}{V_A} \right)^N \quad \text{倍}$$

熱力学では、自由膨張に伴う**エントロピー増加量**は、

$$S_2 - S_1 = mR \ln \frac{V_A + V_B}{V_A} = Nk \ln \frac{V_A + V_B}{V_A} = k \ln \left(\frac{V_A + V_B}{V_A} \right)^N$$

両式を比較して、 $S_2 - S_1 = k \ln \frac{W_2}{W_1} = k(\ln W_2 - \ln W_1)$

つまり、

$$S = k \ln W$$

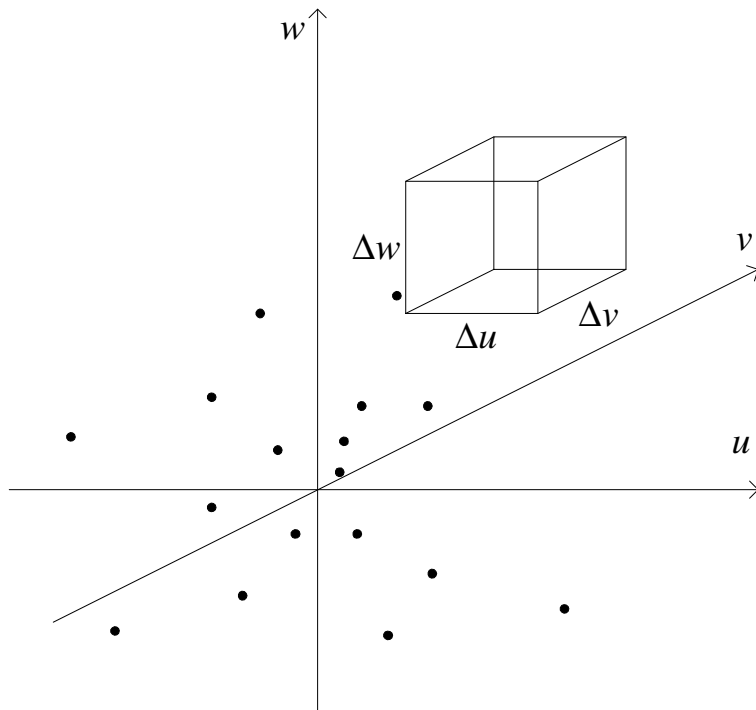
ただし、 $k = 1.38065 \times 10^{-23}$ J/K : **ボルツマン定数**

W : その巨視状態に対応する微視状態の数 (**分子を空間に配置する配置数**)

エントロピーの増大は、**より実現確率の高い状態**への変化に対応。

9.2 気体分子の速度分布とエントロピー

速度空間：速度 (u, v, w) を座標軸とした空間



速度空間上の**点**は 1 分子に対応

微小要素： $\Delta u \times \Delta v \times \Delta w = V_j$

このとき、

V_j に含まれる**分子数** ΔN を

$$\Delta N = N f(u, v, w) \Delta u \Delta v \Delta w$$

と表す関数 $f(u, v, w)$ ：**速度分布関数**。
一種の確率密度関数。

マクスウェルの速度分布則

マクスウェルは、1860 年に次の形の速度分布関数を導いた。

$$f(u, v, w) = A \exp \left\{ -\frac{m}{2kT} (u^2 + v^2 + w^2) \right\} = A \exp \left(-\frac{\epsilon}{kT} \right)$$

ただし、

ϵ は各分子の**速度エネルギー**：

$$\epsilon = \frac{m}{2} (u^2 + v^2 + w^2)$$

A は $\int \int \int_{-\infty}^{+\infty} f(u, v, w) du dv dw = 1$ となるように定まる**定数**：

$$A = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2}$$

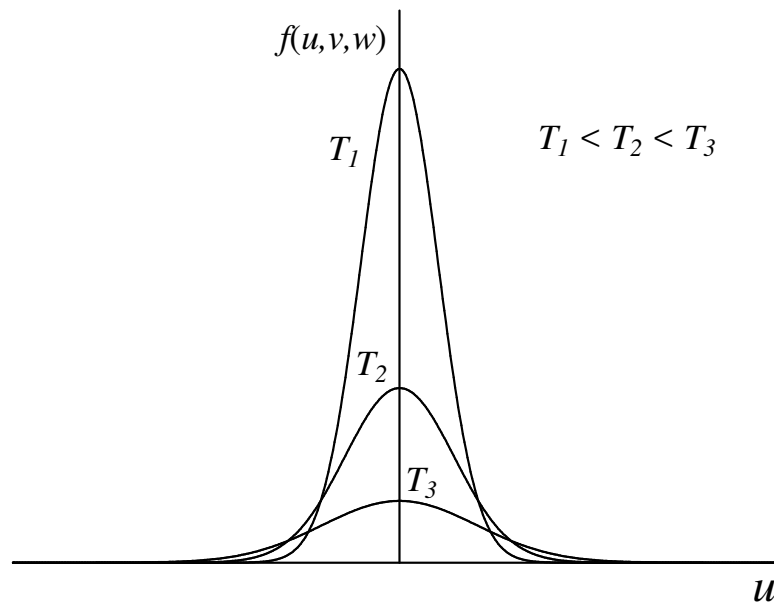
マクスウェルの速度分布則の特徴

(1) x 方向の**速度成分** u だけに注目すると、

$$f = A' \exp \left(-\frac{m}{2kT} u^2 \right)$$

u に関する**正規分布**

(平均値：0、分散： kT/m)



温度 T が高くなると、

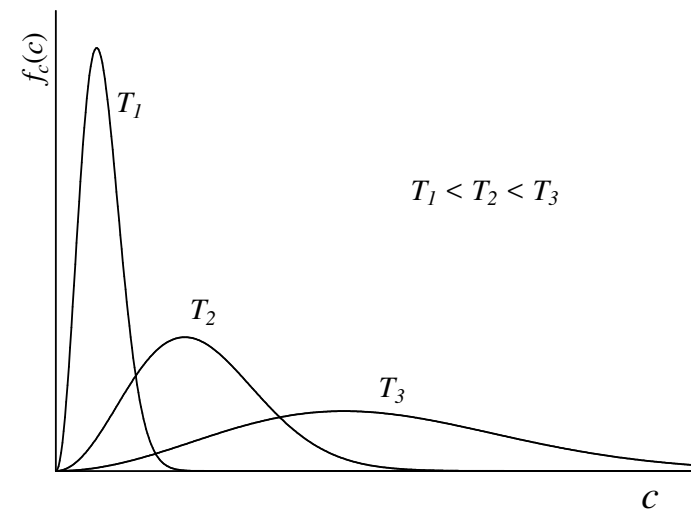
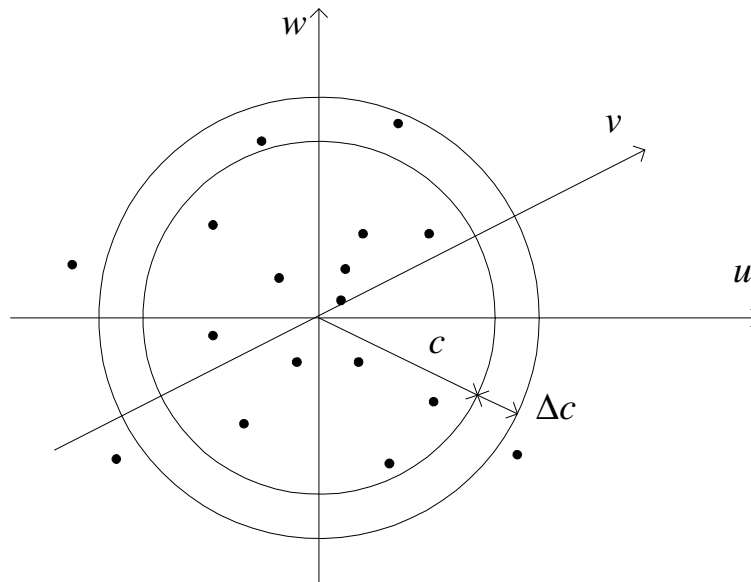
低速 ($u = 0$ 近く) の分子が減少
高速の分子が増加 (バラツキが大)。

v, w についても同様。

(2) $u^2 + v^2 + w^2 = c^2$ と置き換えると、 $f(u, v, w) = A \exp\left(-\frac{m}{2kT}c^2\right)$
 内半径 c で厚さ Δc の球殻 (体積は $4\pi c^2 \times \Delta c$) に含まれる分子数を ΔN_c
 とすると、

$$\Delta N_c = N f(u, v, w) 4\pi c^2 f(u, v, w) \Delta c = N f_c(c) \Delta c$$

$$f_c(c) = 4\pi c^2 \times f(u, v, w) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} c^2 \exp\left(-\frac{mc^2}{2kT}\right)$$



(3) c の平均値 $\bar{c}$ 、 c の 2 乗平均値 $\overline{c^2}$ は次式

$$\bar{c} = \int_0^{\infty} c f_c(c) dc = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$
$$\overline{c^2} = \int_0^{\infty} c^2 f_c(c) dc = \frac{3kT}{m}$$

気体分子の衝突頻度と平均自由行程

分子が衝突と衝突の間に飛行する平均距離：**平均自由行程**

マクスウェル分布則を用いると、

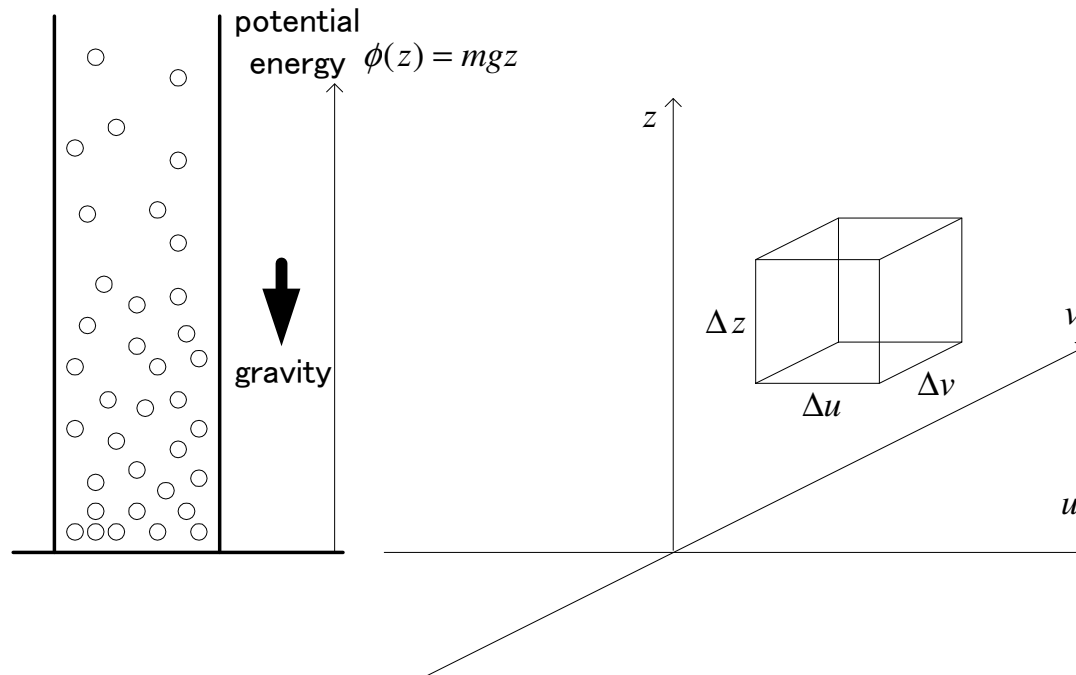
$$Z = \sqrt{2} \bar{c} \sigma n = \frac{4\sigma P}{\sqrt{\pi m k T}} \quad ; \text{衝突頻度}$$

$$\lambda = \frac{\bar{c}}{Z} = \frac{kT}{\sqrt{2} \sigma P} \quad ; \text{平均自由行程}$$

ただし、 n ：分子密度 $n = P/(kT)$ 、 σ ：分子の**衝突断面積** (下表)

気体	分子式	$\sigma, \times 10^{-18} \text{ m}^2$	気体	分子式	$\sigma, \times 10^{-18} \text{ m}^2$
ヘリウム	He	0.21	メタン	CH ₄	0.46
ネオン	Ne	0.24	炭酸ガス	CO ₂	0.52
水素	H ₂	0.27	亜硫酸ガス	SO ₂	0.58
アルゴン	Ar	0.36	エチレン	C ₂ H ₄	0.64
酸素	O ₂	0.40	ベンゼン	C ₆ H ₆	0.88
窒素	N ₂	0.43	塩素	Cl ₂	0.93

マクスウェル-ボルツマンの分布則



気体分子が重力等の**保存力**を受けて運動する場合、

→ 分子の**空間分布**と**速度分布**を同時に考える必要あり。

ポテンシャルエネルギー $\phi(x, y, z)$ を持つ力：**保存力** (ポテンシャル力)

$$f_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad f_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad f_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}$$

位置と速度 (または運動量) を座標軸とする空間：**位相空間** (x, y, z, u, v, w)

この場合、分子の位置・速度の分布は、次の**マクスウェル-ボルツマン分布則**。

$$\Delta N = N f(x, y, z, u, v, w) \Delta x \Delta y \Delta z \Delta u \Delta v \Delta w$$

$$f(x, y, z, u, v, w) = A \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right) \quad ; \text{確率密度関数}$$

$$\epsilon = \phi(x, y, z) + \frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \quad ; \text{全エネルギー}$$

A は全ての確率の和が 1 となるように定まる定数。

この分布則は、**古典力学に従う系**の平衡状態に対して広く成立。

10 物質の相変化

大気圧の水の状態変化 (20 ～ 150 °C; 外気遮断、熱平衡)

- (1) ～ 100 °C : 液体状態で少し体積増加 ; サブクール水 (液)
- (2) 100 °C : 液体から気体へ変化 (蒸発)、温度一定で体積大幅増加 ;
飽和水 (液) と 飽和蒸気 の混合物 (湿り蒸気)
- (3) 100 °C ～ : 気体状態で温度上昇、体積増加 ; 過熱蒸気
温度が高くなると、理想気体の性質 (シャルルの法則) に近づく。

飽和水と飽和蒸気が共存して平衡しているとき、

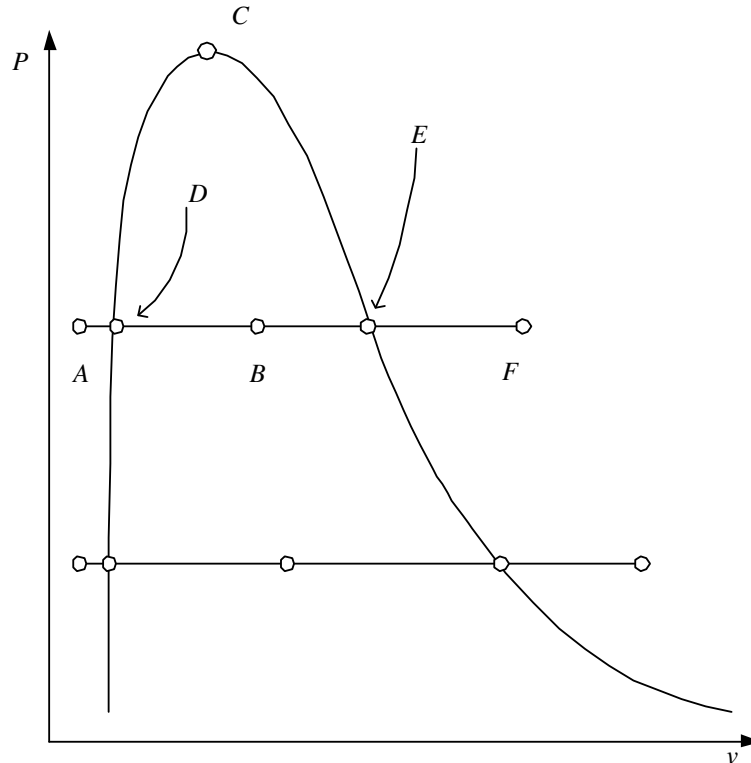
その温度のことを、その圧力の飽和温度、

その圧力のことを、その温度の飽和蒸気圧力。

飽和温度は圧力と共に上昇する。

標準大気圧 (760 mmHg = 0.101325 MPa) の飽和温度を沸点。

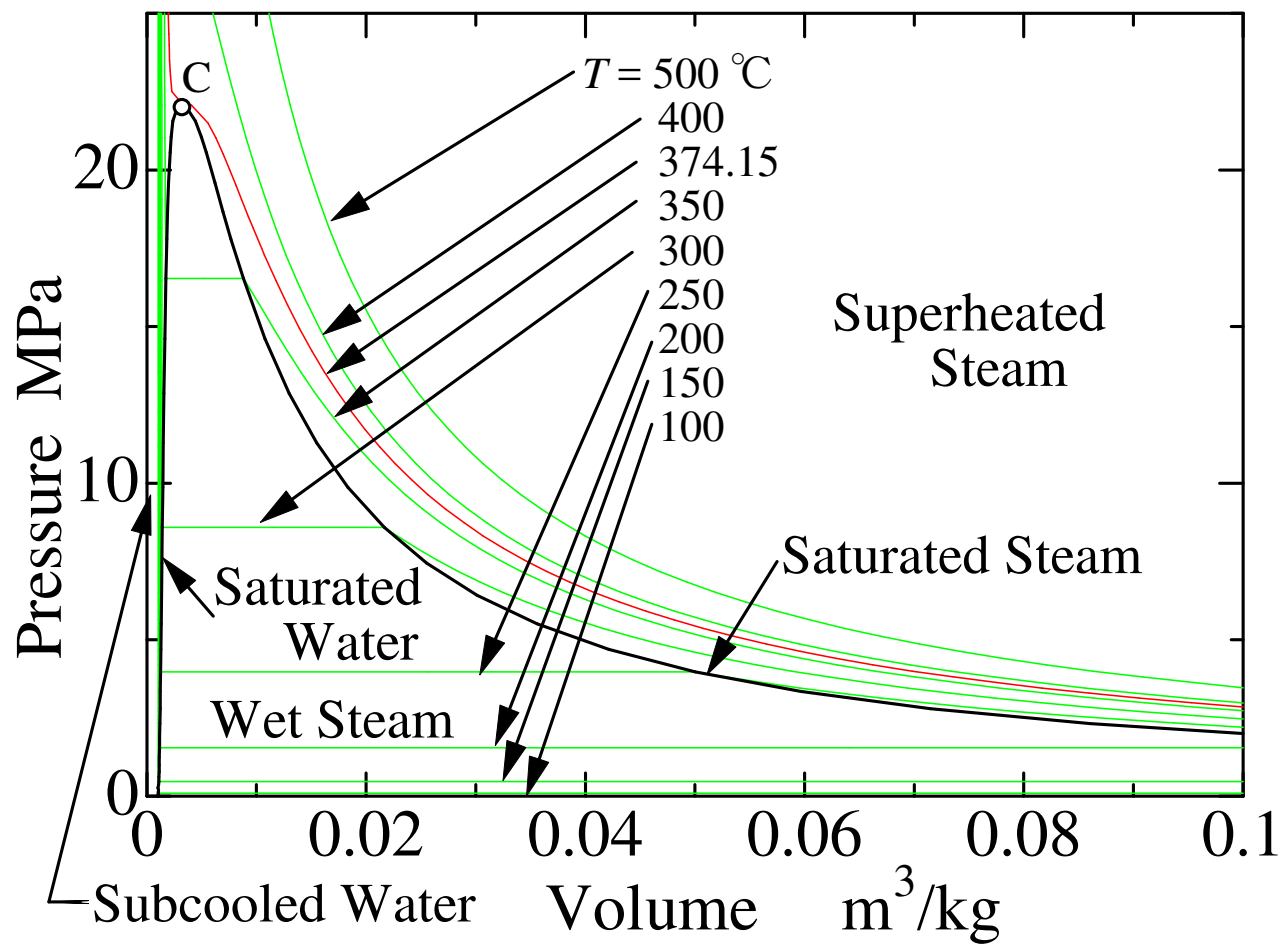
水の P-v 線図



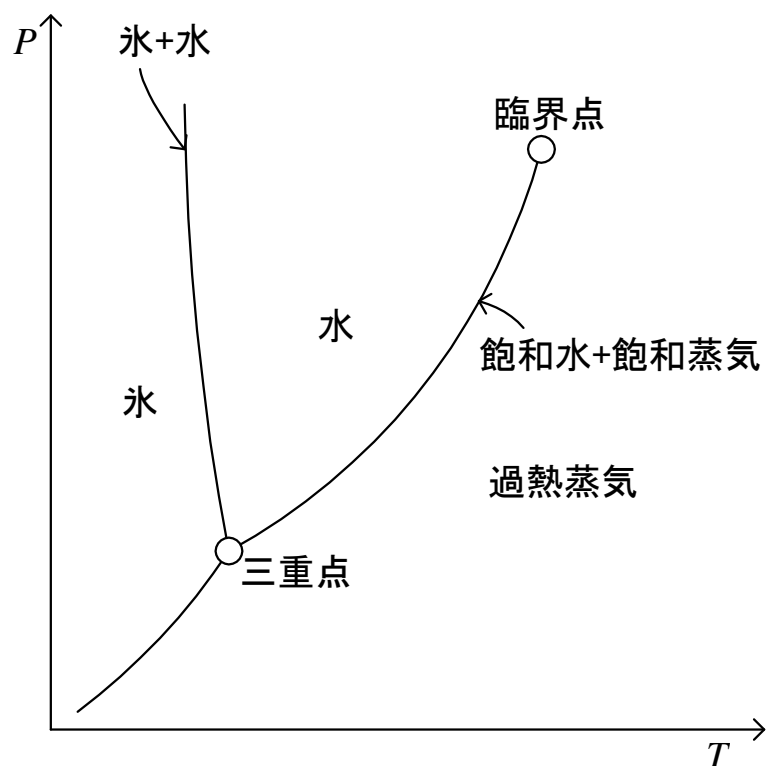
- A : サブクール水 (液)
- D : 飽和水 (液)、飽和水 (液) 線
- B : 湿り蒸気
- E : 飽和蒸気、飽和蒸気線
- D-B-E : 湿り蒸気
- F : 過熱蒸気
- C : 臨界点

圧力が高くなると飽和水と飽和蒸気の状態は近づき、ある圧力で両者は合体。
この状態を**臨界点**、そのときの値を**臨界圧力**、**臨界温度**等という。
臨界圧力以上の圧力では、液体と気体が滑らかにつながる。

水の正確な $P - v$ 線図 (サブクール水付近の等温線が密集)



水の P-T 線図



相変化を伴う状態変化の呼称

- (1) 液体と気体間：蒸発、凝縮
- (2) 固体と液体間：融解、凝固
- (3) 固体と気体間：共に昇華

固・液・気の三相共存状態：三重点

臨界圧以上で液・気の明瞭な境界なし。

固・液、固・気の境界は常に存在。

水の P-T 線図

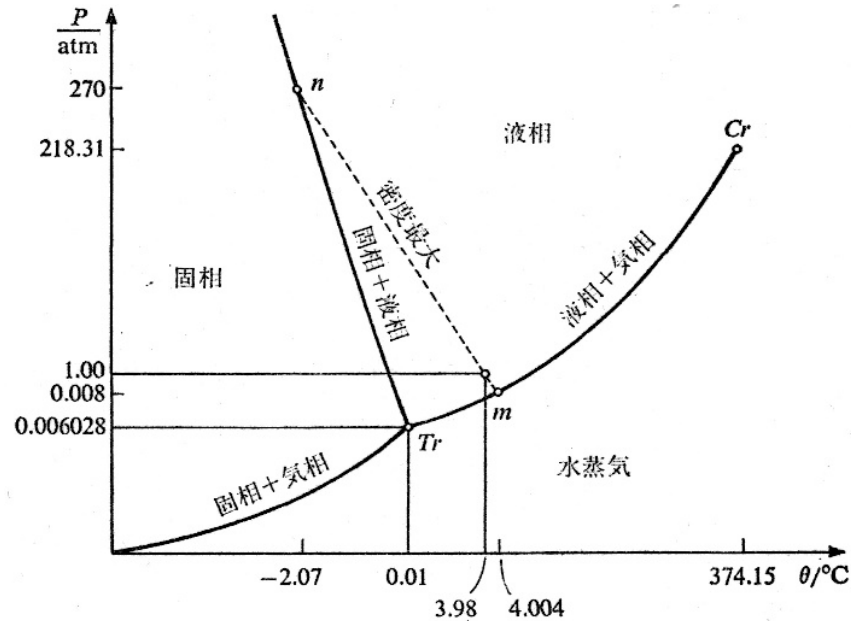


図 7.22 水の P, θ 線図

大気圧のサブクール水は 4°C で密度最大。
水が凝固し氷となる際に体積が増加。
圧力が高くなると固相 (氷) 領域が減少。

通常物質の P-T 線図

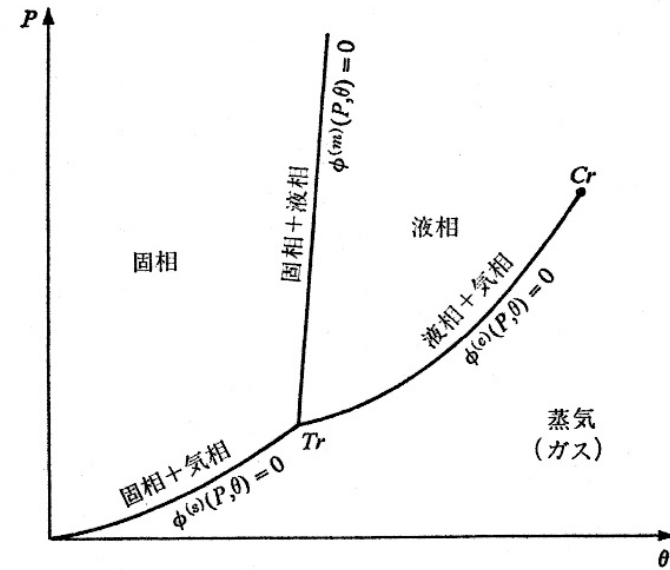


図 7.17 通常物質の圧力-温度線図

凝固するとき体積が減少。
圧力が高くなると固相領域が増大。

水の状態曲面

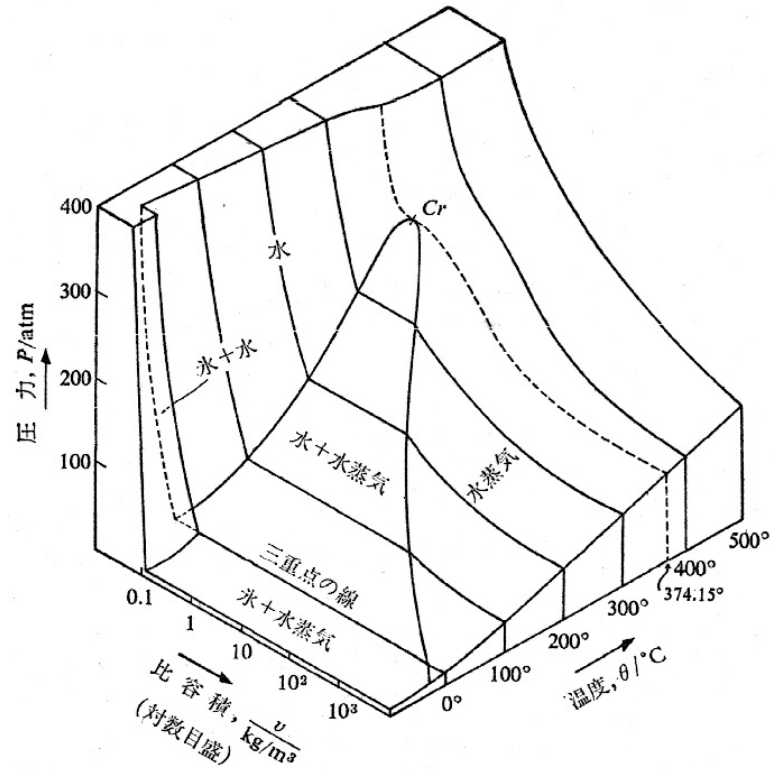


図 7.20 水の P, v, θ 面上の等位線

通常物質の状態曲面

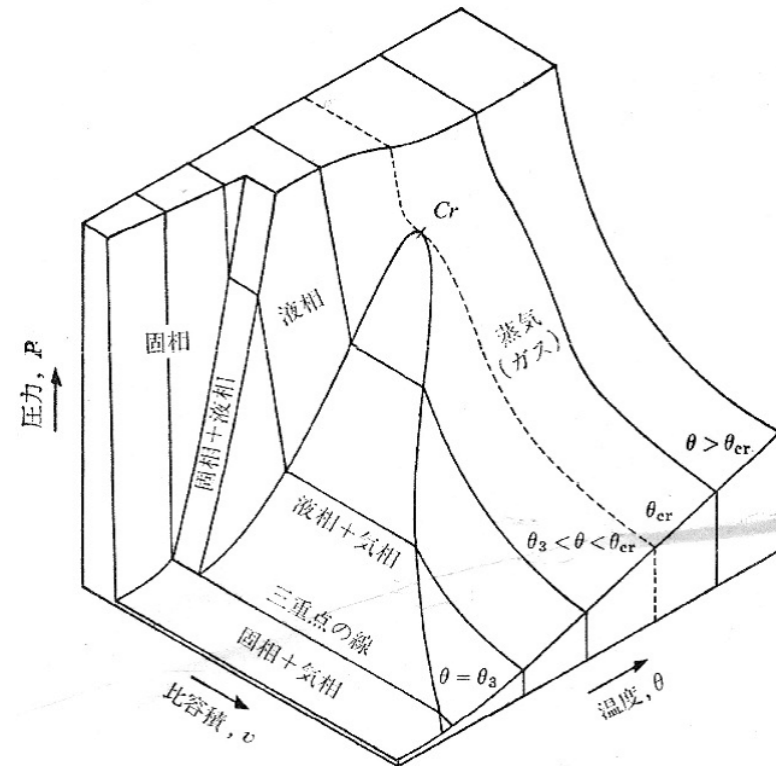


図 7.15 通常物質に対する P, v, θ 線図の状態曲面

水の熱力学的性質

国際骨組蒸気表および実用国際状態式 (国際水・蒸気性質会議で制定)

→ 各国の機械系学協会による蒸気表

日本機械学会 SI 蒸気表 (1980) の抜粋 (**テキスト末尾**)

- (1) 付表 6 飽和表 (圧力基準)
- (2) 付表 7 圧縮水 (サブクール水) と過熱蒸気の表
- (3) 付表 9 蒸気 $h - s$ 線図

エンタルピー

定義： $H = U + PV$ エンタルピー (enthalpy)

示量性の状態量

単位質量あたりの量 $h = H/G = u + Pv$ を比エンタルピー

$+PV$ の意味：

周囲の圧力 P に抗して、体積 V の空間を作り出すのに必要な仕事

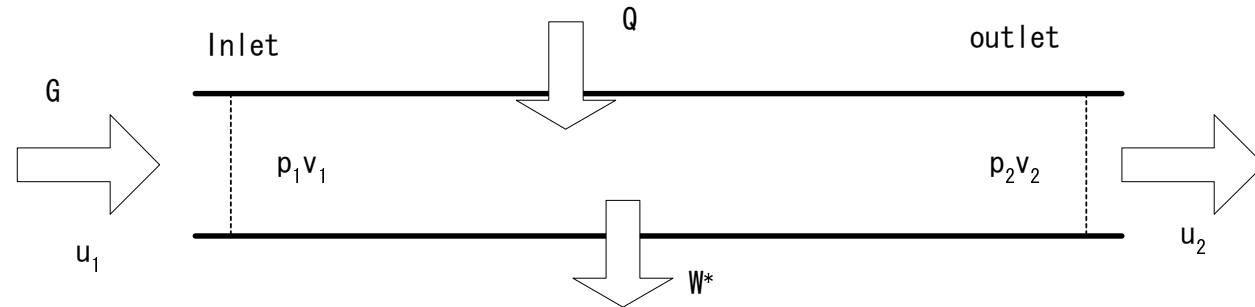
物質の出入りがある系 (開いた系) では

(P, v, u) の物質 G と共に出入りするエネルギーは、

$$\longrightarrow U + PV = G(h + Pv)、つまりエンタルピー $H = Gh$$$

開いた系におけるエネルギー保存則

流量：
 G (kg/s)



エネルギー収支

流入： 熱 $Q = Gq$ 、内部エネルギー $G u_1$ 、**押込み仕事** $P_1 A_1 c_1 = G P_1 v_1$

流出： 外部仕事 W^* 、内部エネルギー $G u_2$ 、**押出し仕事** $P_2 A_2 c_2 = G P_2 v_2$
より、

$$Q + G(u_1 + P_1 v_1) = W^* + G(u_2 + P_2 v_2) \quad \text{または} \quad q = (u_2 + P_2 v_2) - (u_1 + P_1 v_1) + w^*$$

エンタルピー H , h で表して、

$$Q = G(h_2 - h_1) + W^*, \quad \text{または} \quad q = h_2 - h_1 + w^*$$

W^* , w^* : **工業仕事**と呼ぶ。

湿り蒸気のかわき度

湿り蒸気中に占める気体の質量割合：**かわき度**。

平衡状態の**かわき度** x の湿り蒸気 1 kg 中、

飽和水 $(1 - x)$ kg + 飽和蒸気 x kg

したがって

比体積：
$$v = (1 - x)v' + xv'' = v' + x(v'' - v')$$

比エンタルピー：
$$h = (1 - x)h' + xh'' = h' + xr$$

ただし、 r は**蒸発の潜熱** (飽和蒸気表に掲載)。